الدكتور
خالد الصوصو
كلية العلوم - جامعة دمشق

الاهتزازات والأمواج

« ٢ »

لطلاب السنة الثالثة (ف) و (ر . ف)

حقوق التأليف والطبع والنشر محفوظة لجامعة دمشق

مطبعة المدينة

١٤٠٧ - ١٤٠٨ هـ
١٩٨٧ - ١٩٨٨ م

الاهتزازات والامواج «٢»

لطلاب السنة الثالثة «ف» و «ر . ف»

المنهاج المقرر

الاهتزازات والامواج « ٢ »

السنة الثالثة (ف) و (ر . ف)

الفصل الثاني　　　　ثلاث ساعات

- النظرية الكهرطيسية في الضوء . معادلات مكسويل
- انتشار الاضطراب الكهرطيسي في الوسط المادي
- الأمواج المستوية . الاستقطاب
- تقريب الضوء الهندسي
- تقريب الأمواج الكهرطيسية ذات الأطوال الموجية الصغيرة جداً
- الامتصاص والتبدد والتشتت
- مدخل في نظرية التداخل وأجهزته
- مدخل في نظرية الانعراج وأجهزته
- انتشار الضوء في البلورات
- الليزر

المقدمة

ان هذا الكتاب الاهتزازات والأمواج (٢) مقرر لطلاب السنة الثالثة في فرع العلوم الفيزيائية ، وفرع العلوم الرياضية والفيزيائية . وهو بطبيعة الحال استكمال لابد منه للمعلومات الواردة في كتاب الاهتزازات والأمواج (١) لطلاب السنة الثانية في الفرعين المذكورين . ويشكل مجمل المحاضرات التي ألقيتها خلال السنوات العديدة الماضية في مقرر الضوء الفيزيائي والاطياف حسب التسمية السابقة ، وكذلك في مقرر الاهتزازات والامواج (٢) وفق التسمية الحاضرة .

لقد عملت ما استطعت إلى ذلك سبيلا ، ان تكون الصيغ الواردة فيه ، أكثر بساطة ، ليسهل على الطالب فهم الموضوع المدروس بإيسر السبل . وقد ارتأيت من أجل مواكبة التطور المستمر في طرق عرض وتدريس هذا الفرع الهام من العلوم الفيزيائية ، التمهيد للمواضيع الرئيسية المقررة بمقدمة رياضية عامة حول الظواهر الموجية ، والآثار المرتبطة بها ، آخذاً بعين الاعتبار سوية الطلاب العلمية .

إن هذا الاسلوب ضروري من أجل الربط بين القاعدة النظرية البحتة ، والتحقق التجريبي اللاحق .

وقد أوردت في نهاية الكتاب مجموعة من المسائل النموذجية ، لتكون

عوناً للطالب على فهم مادرسه من موضوعات ، كما زودت الكتاب بقائمة المصطلحات العلمية المستعملة وفق الاحرف الأبجدية باللغة الانكليزية .

وذكرت المراجع العلمية التي استندت اليها ، كي يعود القارىء الى المواضيع التي يرغب التفصيل فيها .

وكلي أمل أن يجد قارىء هذا الكتاب ، مايصبو اليه من فائدة ومتعة . ولا أدعي أن هذا الكتاب بلغ المستوى ، الذي يجعله بمنأى عن النقد البناء . من أجل ذلك أتطلع بمزيد من الشكر والامتنان إلى تلقي أية ملاحظة ، أو اقتراح حول المستوى ، وطريقة العرض ، أو ما قد يكون من ثغرات وهفوات ، كي آخذ ذلك بعين الاعتبار مستقبلاً .

المؤلف

1 — 1 مقدمة تاريخية عامة

الضوء الفيزيائي في المعنى الشامل للكلمة ـ هو العلم الذي يبحث في خصائص الحقل الكهرطيسي وتفاعله المتبادل مع المادة .

غير ان تطور الفيزياء في السنين الاخيرة ، برهن على أن وضع حد فاصل دقيق بين الاشعة الكهرطيسية المختلفة ، وتسمية إحداها دون الاخرى بأنها هي صاحبة الحق في انتمائها لعلم الضوء الفيزيائي ، هو نوع من التجني على الحقيقة . ان الحديث بصورة عامـة عن الاشعة الكهرطيسية يعني الامواج بدءاً من أطولها ذات التواتر هرتز واحد ، الى اقصرها ذات التواتر من مرتبـة 10^{35} هرتز . ان كل هذه المجموعة من الاشعاعات بغض النظر عن اختلاف تفاعلها المتبادل مع المادة ذات طبيعة واحدة . ـ وتختلف في أطوال موجاتها ، فيما لو نظرنا اليها من وجهة النظر الموجية ، أو في طاقتها من وجهة النظر الجسيمية . ومحاولة تحديد منطقة الضوء بطبيعة المشعات غير ممكن . فمثلاً تشع الذرات بصورة عامة أمواج راديو ، وأمواج ماتحت الحمراء ، ومرئية ، ومـا فوق البنفسجية وأشعة رونتجن الخ ... ولكن مجال الاشعة الضوئية يمكن تسميته بصورة اختيارية فرعاً من الامواج الكهرطيسية التي يمكن دراستها بواسطة الجمل الضوئية كالمرايا ، والعدسات ، والمواشير ، وشبكات الانعراج والمجهر وجهـاز

قياس الطيف ، والمداخل الى آخر ماهنالك . . . انطلاقاً من الشرط $\lambda/D \ll 1$ حيث D تمثل الابعاد الخطية لصدر الموجة .

لذا فإن الحيز من طيف الامواج الكهرطيسية ، الذي يتحدد بأطوال الامواج من $0,1\,A^0$ حتى 1 m ينتمي الى الطيف الضوئي .

إن علم الضوء من أقدم العلوم قاطبة ، حيث بدأ بيفاقور قوله :

(إن الرؤية تبخر حار ينطلق من عين الانسان 582—500 قبل الميلاد) .

وجاء بعده ايفكليد معتقداً ان من عين الانسان تنطلق اشعة رؤية تتحسس بنهاياتها عندما تصطدم بالاجسام المادية فتخلق حاسة الرؤية . ولكن الخطوة الهامة التي خطاها كانت دراسته الانتشار المستقيم للأشعة الضوئية ووضع قوانين الانعكاس .

وهكذا انقسم العلماء في البداية إلى فريقين ، من خلال دراسة الظواهر الضوئية ، أحدهم يعد الضوء ظاهرة ذات طبيعة انفصالية ، والآخر يعده ظاهرة ذات طبيعة استمرارية ، وقد أدت هذه الازدواجية في النهاية كما سنرى إلى دراسة الضوء على انه ذو طبيعة جسيمية ـ موجية في آن واحد .

وكان للفيزيائي العربي الكبير الحسن بن الهيثم دور عظيم في تطور دراسة الضوء عندما ـ عده اشعة تنطلق من المادة المشعة إلى عين الإنسان ، ومن بعد ذلك صنع العلماء بعض الاجهزة الضوئية مثل المجهر (سنة 1590 م) والنظارة الضوئية (سنة 1610 م) ، واكتشفت قوانين الانكسار (ديكارت سنة 1650 م) واخيراً ظاهرة الانعراج (غريمالدى 1663 م) .

وفي القرن الثامن عشر ، جاء نيوتن ليفتح صفحة جديدة ويحدث ثورة

كاملة في علم الضوء بدراسته ظـــاهرة التبدد في الموشور ، وتشكل الضوء الابيض بالقرص المعروف باسمه (قرص نيوتن) . قـــال نيوتن : إن الضوء جسيمات تنطلق من المادة المشعة وتنتشر في خط مستقيم . لكن فرضيته اصطدمت بحاجز كبير عند دراسة ظواهر ضوئية كالتداخل والانعراج . وجاء في الوقت نفسه العالم هويجنز ليجد تفسيراً لتلك الظواهر ، مفترضاً ان الضوء ذو طبيعة موجيـــة ، واشترط لانتشاره وجود وسط سماه الأثـير . لكن فرضيـــة هويجنز لم تستطـع تفسير بعض الظواهر الضوئية الاخرى ، مثل الاستقطاب ، لأنه (اي هويجنز) افترض الموجة الضوئية موجة طولية بعكس مايتطلب الاستقطاب أن تكون الموجة عرضية .

ولم يستطع (هويجنز) كذلك صياغة نظرية الالوان وظواهر ضوئية اخرى هامة ، وبالتالي لم تستطع النظرية الموجية ، أن تثبت في الصراع مع النظرية الجسيمية.

غير أن أهم انتصار للنظرية الموجية كان نتيجة الابحاث الهامة التي قام بها الفيزياتي الفرنسي (فرنل في الاعوام 1788 م — 1827 م) . والتي كان من نتيجتها ان الضوء امواج عرضية . وكان هذا نصراً عظيماً للنظرية الموجية ، حيث استطاعت ان تفسر ظاهرة الاستقطاب . وعلى الرغم من النجـاحات الكبيرة للنظرية الموجية ، فإنها بقيت تعاني صعوبات كبيرة في تفسير ظواهر ضوئية اخرى مثل الومضان وامتصاص الضوء واشعاعـه . وفي سنة 1865 م جاء العالم الانكليزي المظيم (ماكسويل) بنظرية الامواج الكهرطيسية ؛ وكان هذا فتحاً عظيماً وبداية جديدة في علم الضوء . وعند اكتشاف النظرية الكمومية للاشعاع بدأ عصر جديد في الفيزياء بخاصة في علم الضوء ، حيث اصبحت النظرية الكمومية هي المفتاح الجديد الذي تدخل بواسطته الى النظربة الجسيمية وتفسر

على أساسها كثيراً من الظواهر الضوئية . وهكذا يصل العلماء الى قناعة مشتركة بأن الضوء جسيمات خاصة تدعى الفوتونات تملك بدورها كتلة حركية وطاقة وكمية حركة وعزم كمية الحركة الخ .. وبعبارة اخرى : ان الضوء ذو طبيعة مزدوجة جسيمية ـ موجية .

وقد أدى تطور علم الضوء بين بداية الخمسينات وبداية الستينات الى اكتشاف أشعة ضوئية ذات خصائص هامة قلبت علم الضوء رأساً على عقب ، ورفعته الى ذروة العلوم الفيزيائية في أيامنا هذه .

ـ هذه الاشعة هي أشعة الليزر التي نال على اكتشافها العالم الاميركي (تاونس) والعالمان ـ السوفييتيان (باسوف ، وبروخوروف) جائزة نوبل للفيزياء . ولم يعد علم الضوء مقتصراً على الظواهر التقليدية مثل الانعكاس والانكسار والتبدد والتداخل والانعراج والاستقطاب وما الى هنالك ... بل تعداه الى دراسة جديدة على اسس وظواهر جديدة سميت بالالكترونيات الكومية وهو ارقى العلوم الفيزيائية وأرفعها قاطبة في الوقت الحاضر .

وسندرس من خلال هذا المقرر النظرية التقليدية للامواج الكهرطيسية ، ـ وخصائص الفوتونات والظواهر التقليدية للضوء مثل التداخل والانعراج والاستقطاب وغير ذلك ... كذلك الإلكترونيات الكومية ، معتمدين قدر الإمكان على الصيغة الرياضية حيثما تطلب ذلك .

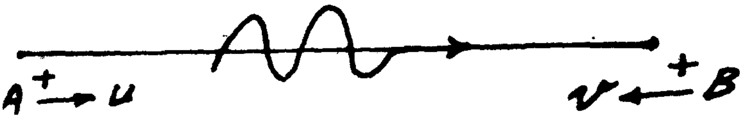
2 — 1 مفعول دوبلر :

لننظر في العلاقة بين اهتزازات منبع مشع (ونرمز له بـ A) والاهتزازات التي يسجلها مستقبل (ونرمز له بـ B) فيما لو كان المنبع والمستقبل يتحركان

في وسط متصل مرن .

نفرض ان المنبع A يطلق اهتزازات ذات الدور T وبذلك يكون :

$$\nu = \frac{1}{T} \qquad (1-1)$$



وليكن ν' هو عدد الاهتزازات في الثانية التي يسجلهـا المستقبل ، ولندرس العلاقة بين ν' و ν من أجل عدة حالات لحركة المنبع والمستقبل بالنسبة للوسط . ومن اجل السهولة نفرض ان الحركة وفق خط مستقيم يصل بـــين المنبع والمستقبل .

نفرض أن u (سرعة المنبع بالنسبة للوسط) موجبة اذا كان المنبع يقترب في حركته من المستقبل والعكس صحيح .

نفرض أن v (سرعة المستقبل بالنسبة للوسط) موجبة ، اذا كان المستقبل يقـترب في حركته من المنبع والعكس بالعكس ، ونفرض ان V (سرعة انتشار الاهتزازات في الوسط) .

آ ـ الحالة الاولى :

نفرض ان المنبع A والمستقبل B لايتحركان بالنسبة للوسط أي أن :

$$u = 0 \quad , \quad v = 0$$

وبما ان الموجة تقطع مسافة V في واحدة الزمن فإن عـدد الاهتزازات التي يسجلها المستقبل هي :

$$\nu' = \frac{V}{\lambda} = \frac{V}{V.T} = \frac{1}{T} = \nu$$

أي :

$$\nu' = \nu \qquad (1 - 2)$$

ب ـ **الحالة الثانية :**

$u = 0 , v > 0$ وهـــذا يعني أن الامواج تنتشر بسرعة تساوي $V + v$ ويكون عدد الاهتزازات المارة بجانب المستقبل في ثانية واحدة .

$$\nu' = \frac{V + v}{\lambda} = \frac{V + v}{V . T}$$

وبما أن :

$$\frac{1}{T} = \nu$$

اذن :

$$\nu' = (1 + \frac{v}{V}) . \nu$$

أي أن :

$$\nu' > \nu \qquad (1 - 3)$$

ولو كان $v < 0$ فان $\frac{v}{V} < 0$ وبالتالي نجد حسب ماتقدم أن :

$$\nu' < \nu$$

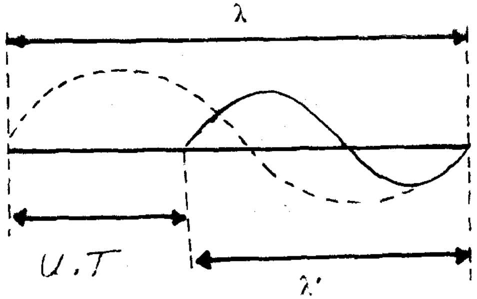
جـ - الحالة الثالثة :

$u > 0 , v = 0$ ففي هذه الحالة نجد انه من اجل زمن قدره T تقطع الموجة طولا قدره λ ويقطع المنبع مسافة قدرها $u . T$ وفي النهاية :

$$\lambda' = \lambda - u . T$$

$$\lambda' = V . T - u . T = (V - u) . T$$

وبذلك يكون عدد الاهتزازات التي يسجلها المستقبل في واحدة الزمن :



$$\nu' = \frac{V}{\lambda'} = \frac{V}{(V-u).T}$$

أو :

$$\nu' = \frac{V}{V - u} \cdot \nu$$

أي ان :

$$\nu' > \nu \qquad (1 - 4)$$

ولو كان $u > 0$ لازداد طول الموجة بـ $\Delta\lambda = u \cdot T$

وكان $\nu' < \nu$

د ـ الحالة الرابعة :

$u \neq 0 , v \neq 0$ فعند حركة المنبع يكون كما رأينا $\lambda' = \lambda - u \cdot T$

ـ وعند حركة المستقبل فان عدد الاهتزازات التي يسجلها في ثانية واحدة تبدو متغيرة بالمقـدار $\frac{V + v}{V}$ مرة او ان المسافـة المقطوعة في واحدة الزمن تساوي $V + v$

وبالتالي فان عدد الاهتزازات التي يسجلها المستقبل في ثانية واحدة .

$$\nu' = \frac{V + v}{\lambda - u \cdot T} = \frac{V + v}{V - u} \cdot \frac{1}{T}$$

أو :

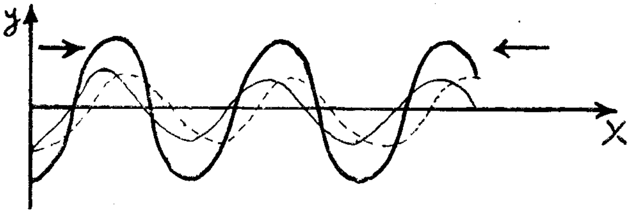
$$\nu' = \frac{V + v}{V - u} \cdot \nu \qquad (1 - 5)$$

وتغير عدد الاهتزازات بتغير حركة المنبع او المستقبل يلاحظ عند تسجيل الأصوات .

ان تواتر الاهتزازات الصوتية يحدد مرتبة الصوت وكلما كان عدد الاهتزازات في واحدة الزمن كبيراً كانت مرتبة الصوت عالية . فعندما يقترب القطار من رجل واقف بسرعة كبيرة ويصفر ، فانه يلاحظ بوضوح أن صوت الصفير يتغير في تلك اللحظة عندما يمر بجانب الرجل الواقف متابعاً سيره .

3 — 1 الامواج المستقرة :

نفرض أن لدينا موجتين مستويتين لهما سعة واحدة وتواتر واحد تنتشران، الأولى منهما بالاتجاه الموجب للمحور X والثانية بالاتجاه السالب للمحور نفسه. وفي الشكل تسير الموجة الممثلة بالخط الرفيع المستمر بالاتجاه الموجب للمحور X ، والموجة الممثلة بالخط المنقط بالاتجـــاه السالب للمحور نفسه ، والموجة الممثلة بالخط الثخين هي الموجة التي تشكلت من الموجتين السابقتين .



فلو أخذنا مبدأ الإحداثيات في نقطة بحيث تملك الموجتان المتلاقيتان طورين متساويين ، وأخذنا مبدأ الزمن بحيث تنعدم الأطوار الابتدائية عنده ، فإننا نستطيع أن نكتب معادلات الموجتين المستويتين المذكورتين كما يلي :

١ — معادلة الموجة المستوية التي تنتشر بالاتجاه الموجب للمحور X هي :

$$y_1 = a \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{X}{\lambda} \right) \qquad \ldots (1-6)$$

٢ — معادلة الموجة المستوية التي تنتشر بالاتجاه السالب للمحور X هي :

$$y_2 = a \cos 2\pi \left(\nu t + \frac{X}{\lambda} \right) \qquad \ldots (1-7)$$

- ومن (6 – 1) و (7 — 1) نجد وفق مبدأ الانضمام :

$$y = y_1 + y_2 = a \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{X}{\lambda} \right) + \qquad (1-8)$$

$$a \cos 2\pi \left(\nu t + \frac{X}{\lambda} \right)$$

وبالتالي يمكننا أن نكتب الأخيرة على الشكل التالي :

$$y = 2a \cos \left(2\pi \frac{X}{\lambda} \right) . \cos 2\pi \nu t \qquad \ldots (1-9)$$

والمضروب $\cos 2\pi \nu t$ يدل على موجة جديدة تظهر في نقاط الوسط ذات التواتر نفسه ν للأمواج المستوية المتلاقية .

والمضروب $2a \cos \left(2\pi \frac{X}{\lambda} \right)$ الذي لايتعلق بالزمن يعبر عن السعة A للموجة الجديدة أي أن :

$$A = \left| 2a \cos \left(2\pi \cdot \frac{X}{\lambda} \right) \right| \qquad \ldots (1-10)$$

والموجة المتشكلة تحمل اسم الموجة المستقرة ، وفي نقاط معينة تكون سعة هذه الموجة مساوية لمجموع سعات الأمواج المتلاقية ، وتسمى هذه المواضع بالبطون ، وفي نقاط أخرى تكون السعة للموجة المستقرة معدومة ، وتسمى هذه المواضع بالعقد .

ولنحدد الآن إحداثيات البطون والعقد .

تكون A المعطية بالعلاقة (10 – 1) أعظمية في النقاط التي من أجلها :

$$/ \cos \left(2\pi \frac{X}{\lambda} \right) / = 1$$

في هذه النقاط نجد بأخذ (10 – 1) بعين الاعتبار أن $A = 2a$

وبهذا تتحدد البطون بالشرط :

$$2\pi \frac{X}{\lambda} = \pm K\pi$$

حيث ... $K = 0,1,2,3 , \ldots$

وهذا يعني أن إحداثيات البطون تساوي :

$$X = \pm K \frac{\lambda}{2} \qquad \ldots, (1-11)$$

حيث $K = 0,1,2 , \ldots$

أو أن :

$$X_{k+1} - X_k = \frac{\lambda}{2}$$

أي أن المسافة بين بطنين متجاورين تساوي نصف طول موجة الأمواج المتلاقية والتي بنتيجة تلاقيها تتشكل الموجة المستقرة ، ويلاحظ أنه في مواضع البطون تكون الموجتان المتلاقيتان ذات طور واحد .

أما بالنسبة للعقد فإن سعة الموجة المستقرة تساوي الصفر . وبأخذ (10 — 1) بعين الاعتبار فإن شرط تشكل هذه العقد هو :

$$\cos\left(2\pi\frac{X}{\lambda}\right) = 0$$

او :

$$2\pi\frac{X}{\lambda} = \pm(2K+1)\cdot\frac{\pi}{2}$$

– وبهذا تكون إحداثيات العقد كما يلي :

$$X = \pm(2K+1)\frac{\lambda}{4} \qquad (1-12)$$

وتكون المسافة بين عقدة وبطن مجاور

$$(2K+1)\frac{\lambda}{4} - K\frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{4}$$

وتتشكل العقد في المواضع التي يكون فيها طور الموجتين المتلاقيتين متعاكسين ، والشيء الهام أن نلاحظ انه بالرغم من أن العلاقة (9 — 1) تعطي معادلة موجة مستقرة تهتز بطور في كل النقاط ، كما لو انه (اي الطور) لايتعلق بوضع هذه النقاط ...

(المضروب $\cos 2\pi\nu t$ لايتعلق بـ X) غير أنه في حقيقة الأمر عند الانتقال خلال عقدة واحدة فإن طور الاهتزازات يتغير للجهة المعاكسة .

وهـذا يعني أن المضروب $\cos\left(2\pi\frac{X}{\lambda}\right)$ والذي يحدد السعة يغير إشارته

عند الانتقال خلال الصفر في العقدة ، وبنتيجة ذلك فإنه في زمن ما بجهة واحدة من العقدة يكون المقدار y موجباً ، وفي الجهة الأخرى من العقدة في الزمن المذكور نفسه تكون y سالبة .

وبما أنه في لحظة ما من الزمن يكون المضروب $\cos 2\pi\nu t$ من أجل كل النقاط ذا قيمة واحدة فإن كل النقاط بين عقدتين تهتز بطور واحد . أي أنها تبلغ انزياحات أعظمية في الوقت نفسه . والنقاط المتوضعة بالجهتين المتعاكستين للعقدة نفسها تهتز بأطوار متعاكسة ، أي أنها تبلغ انزياحات حدية في الوقت نفسه ، ولكنها مختلفة بالإشارة وتجتاز في الوقت نفسه وضع التوازن بسرعات متعاكسة في الإشارة .

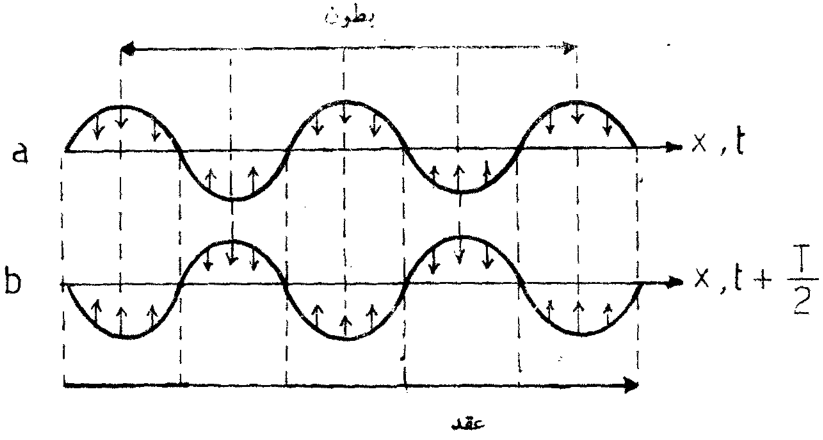
ويبين الشكل التالي مخطط اهتزازات النقاط في الموجة المستقرة العرضية حيث a , b تدلان على اوضاع النقاط المهتزة من أجل لحظتين زمنيتين الفرق بينهما نصف الدور .

وتتشكل الأمواج المستقرة عادة عند تداخل الموجة التقدمية مع الموجة الناتجة عند انعكاس الأولى . فمثلاً لو أوثقنا نهاية حبل إلى جدار فإن الموجة المنعكسة في نقطة الإيثاق عند حركة الطرف الحر للحبل تتداخل مع الموجة التقدمية التي بدأت في لحظة هز الحبل وتتشكل بذلك موجة مستقرة . وتتشكل في نقطة الإيثاق عقدة للموجة المستقرة .

وبصورة عامة يمكن أن نحصل إما على عقدة ، وإما على بطن في نقطة الإيثاق . وهذا يتعلق بكثافتي الوسطين . فلو كان الوسط الذي تنعكس عليه الموجة التقدمية اكثر كثافة من الوسط الذي تنتشر فيه فإنه يتشكل عند نقطة

الانعكاس عقدة .

ولو كان الوسط الذي تنعكس عليه الموجة التقدمية أقل كثافة من الوسط الذي تنتشر فيه ، فإنه يتشكل بطن . وتشكل العقدة عند نقطة الانعكاس على وسط اكثر كثافة ناتج عن كون الموجة المنعكسة تغير طورهـــا للجهة المعاكسة . وعند ذلك يجتمع في نقطة الانعكاس اهتزازان في جهتين متعاكستين مما يؤدي إلى تشكيل العقدة . وعندما يتشكل البطن في حالة الانعكاس على وسط أقل كثافة فإن الطور لايتغير في نقطة الانعكاس .



الشكل (1 — 1)

a) الموجة المستقرة في اللحظة t .

b) الموجة المستقرة في اللحظة $t + \frac{T}{2}$.

4 — 1 السرعة الطورية وسرعة المجموعة :

تعرف سرعة المجموعة بأنها سرعة انتشار الأمواج غير الجيبية ، أو بمعنى آخر سرعة الأمواج التي تتغير سعتها بشكل دوري أو غير دوري ، وتكون

الحزم الضوئية عمليا جملة من قطارات الأمواج المتقطعة ، ولهذا فإن سرعتها الكلية هي سرعة المجموعة .

وتعرف السرعة الطورية بأنها سرعة انتشار الطور نفسه لموجة وحيدة اللون أو سرعة انتشار الموجة الجيبية والتي يتغير فيها الزمن والإحداثيات من (∞ - الى ∞ +) ، أو بمعنى أعم سرعة انتشار صدر الموجة . ولا تكون الموجة العادية بصورة عامة وحيدة اللون وإنما هي مجموعة من الأمواج وحيدة اللون ، ومهمتنا هي تحديد سرعة المجموعة وإيجاد العلاقة التي تربطها بالسرعة الطورية والمعطية بالعلاقة $\frac{\lambda}{T}$ ، حيث λ تمثل طول الموجة ، و T دور الاهتزاز .

لنأخذ في البداية مجموعة مكونة من موجتين جيبيتين تختلفان في طولي موجتيهما وتواترهما اختلافاً بسيطاً .

$$E_1 = E_0 \sin \omega_1 \left(t - \frac{x}{v_1} \right) \qquad \ldots(1-13)$$

$$E_2 = E_0 \sin \omega_2 \left(t - \frac{x}{v_2} \right)$$

حيث $\omega_2 = \omega_1 + \Delta \omega$

$$v_2 = v_1 + \Delta v$$

$$\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta \lambda$$

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{T_1} \quad , \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{T_2}$$

$$\lambda_1 = v_1 . T_1 \quad , \quad \lambda_2 = v_2 . T_2$$

$$\Delta \omega \ll \omega_1 \quad , \quad \Delta v \ll v_1 \quad , \quad \Delta \lambda \ll \lambda_2$$

وتمثل المجموعة مجموعاً جبرياً للأمواج E_1 , E_2 .

فلو رمزنا لأطوار هذه الأمواج بـ Φ_1 و Φ_2 فإنه يمكن كتابة المجموعة على الشكل :

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin \Phi_1 + E_0 \sin \Phi_2$$

$$= 2 E_0 \sin \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \cos \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2} \quad \text{و} \quad \dots (1 - 14)$$

ويمكن كتابة المقـدار $\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$ على الشكل :

$$\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} = \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \right) t - \frac{\frac{\omega_1}{v_1} + \frac{\omega_2}{v_2}}{2} \varkappa$$

فلو رمزنا $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = \omega + \Delta \omega$ فاننا نحصل على :

$$\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} = \left(\omega + \frac{\Delta \omega}{2} \right) t - \left[\frac{\omega}{(v + \Delta v)} + \frac{\omega . \Delta + v . \Delta \omega}{2 v . (v + \Delta v)} \right] . \varkappa$$

حيث استعضنا عن v_1 بـ v وكذلك عن v_2 بـ $v + \Delta v$

وبما ان $\Delta \omega \ll \omega$ ، $\Delta v \ll v$ فإنه يمكن إهمـــال الحدود التي تحوي $\Delta \omega$ و Δv بالمقارنة مع ω و v وبذلك يكون :

$$\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} = \omega . \left(t - \frac{\varkappa}{v} \right) \qquad \dots (1 - 15)$$

وهذا يعني أن المضروب الأول من (14 — 1) يمثل حركـة موجية ذات سرعة انتشار تساوي سرعة كل من الموجتين E_1 و E_2 وتواتر :

$$\omega \approx \omega_1 \approx \omega_2$$

او بمعنى آخر فالمضروب $E_0 \sin \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$ يمثل موجة وحيدة اللون تنتشر عمليا بالطور نفسه الذي تنتشر من أجله E_1 و E_2 .

ولنحسب الآن المقدار $\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2}$ ، اننا وبكل سهولة نجد :

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \cdot t - \frac{1}{2}\left(\frac{\omega_1}{v_1} - \frac{\omega_2}{v_2}\right)x =$$

$$= \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\left[t - \frac{x}{\omega_1 - \omega_2}\left(\frac{\omega_1}{v_1} - \frac{\omega_2}{v_2}\right)\right] \qquad \ldots (1 - 16)$$

وهذا يعني أن المضروب الثاني من (14—1) يمثل حركـة موجية ذات تواتر زاوي قدره $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ وسرعـة انتشار u حيث :

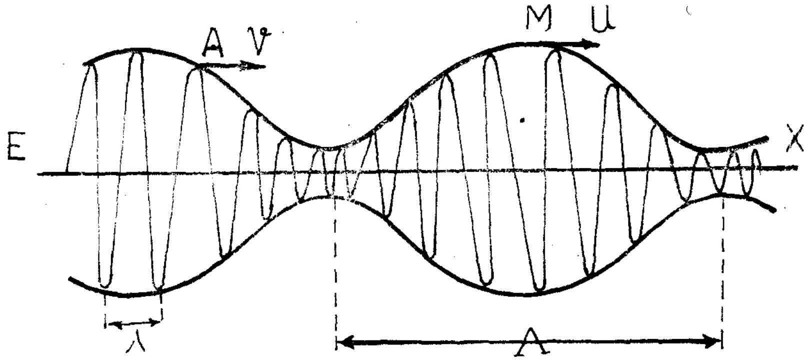
$$\frac{1}{u} = \frac{1}{\omega_1 - \omega_2}\left(\frac{\omega_1}{v_1} - \frac{\omega_2}{v_2}\right) \qquad \ldots (1-17)$$

والشكل التالي يبين حركة المجموعة المؤلفة من حركتين موجيتين تنتشران باتجاه المحور X . ومجموعة الأمواج تشكل موجة ذات تعديـــل سعوي أي بسعة متغيرة في الزمان والمكان . وتواتر اهتزاز المجموعـة أكبر بكثير من تواتر تغيرات السعة .

وهكذا فإن الموجة الكلية (موجة المجموعة) $E = E_1 + E_2$ تمثل مجموعات

نتغير فيها السعة من الصفر حتى القيمة العظمى . وطول المجموعة الواحدة Λ أكبر بكثير من طول الموجة λ . وتعطي سرعتها بـ :

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{2\pi\left(\frac{v_1}{\lambda_1} - \frac{v_2}{\lambda_2}\right)} \cdot 2\pi\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)$$



الشكل (2 — 1)

واذا رمزنا :

$$\begin{cases} \lambda_1 = \lambda \\ \lambda_2 = \lambda + \Delta\lambda \end{cases}$$

فإن :

$$u = v - \lambda \frac{\Delta v}{\Delta \lambda}$$

وفي الحالة الحدية :

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$$

*) فلو كان :

$$\frac{dv}{d\lambda} > 0 \quad \text{فإن} \quad u < v$$

اي أن سرعة المجموعة u أصغر من السرعة الطورية v .

**) ولو كان :

$$\frac{dv}{d\lambda} < 0 \quad \text{فإن} \quad u > v \, .$$

أي أن سرعة المجموعة u اكبر من السرعة الطورية v .

ومن اجل الخلاء يكون :

$$\frac{dv}{d\lambda} = 0 \quad \text{أي أن} \quad u = v$$

أي أن سرعة المجموعة تساوي سرعة الطور وليس هناك أي تشتت .

أما من أجل وسط $n > 1$ فإن :

$$\frac{dv}{d\lambda} \neq 0$$

وبالتالي فإن $u \neq v$ ويحدث التشتت .

★) أي أن سرعة انتشار الموجة يزداد بازدياد طول موجتها في هذا الوسط .

★ ★) أي أن سرعة انتشار الموجة يتناقص بازدياد طول موجتها في هذا الوسط .

الفصل الثاني

النظرية التقليدية للضوء « للأمواج الكهرطيسية »

1 – 2 : ملاحظات عامة حول الظواهر الموجية :

عند دراسة الظواهر الضوئية ، لابد لنا في بداية الأمر من دراسة خصائص الضوء نفسه ، وبما أن الضوء ذو طبيعة مزدوجة ، جسيمية واهتزازية ، فإنه لابد من دراسة هذين الجانبين ، وإيجاد الصيغة العامة المشتركة لهما ، وهذا مايختص به في الوقت الحاضر علم الإلكتروديناميك الكمومي .

في البداية سنستعرض النظرية التقليدية ، أو مايسمى بنظرية الحقل الإشعاعي التي تتميز بمعادلات ماكسويل ، وبعدئذ يأتي الحديث عن النظرية الفوتونية للضوء . فمن وجهة النظر التقليدية ، الضوء هو موجات كهرطيسية تنتشر في الخلاء بسرعة حدية تساوي تقريباً 300000 km / sec وانتشاره منوط بوجود وسط مادي له خصائص معينة ، وهو ما كان يسمى سابقاً بالأثير . ولكن مع ظهور النظرية النسبية غابت فرضية الأثير عن الوجود ، لأنها أدت الى صعوبات كبيرة . وبهذا أصبح من المؤكد أن الأمواج الكهرطيسية تنتشر دون أن يرتبط ذلك بوجود أي وسط كان[1] .

2 - 2 : المعادلات التقليدية للحقل الكهرطيسي في الخلاء :

إن ظهور الأمواج الكهرطيسية منوط بحركة عشوائية للشحنات الكهربائية في نقاط ما من الفراغ ، والتي تشترط ظهور حقول كهربائيـــة ومغناطيسية متغيرة . وبما أن الأمواج الكهرطيسية قد ظهرت نتيجة ذلك ، فإنها تنتشر في الخلاء بسرعة C . إن هذا الانتشار تنطبق عليه قوانين ماكسويل .

فلو رمزنا لشدة الحقل الكهربائي للموجـــة الكهرطيسية بـ $\vec{E}$ ، ولشدة الحقل المغناطيسي بـ $\vec{H}$ فإن معادلات ماكسويل في الخلاء وفي جملة الواحدات المطلقة C. G. S. تأخذ الشكل :

$$\text{rot}\,\vec{E} = -\frac{1}{C}\cdot\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\ ,\ \text{div}\,\vec{E} = 0\ , \quad (2-1)$$

$$\text{rot}\,\vec{H} = \frac{1}{C}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\ ,\ \text{div}\,\vec{H} = 0\ , \quad (2-2)$$

حيث C - الثابت الالكتروديناميكي ويساوي سرعة الضوء في الخلاء .

ومن المعادلات (1 - 2) و (2 - 2) ينتج أن $\vec{E}$ و $\vec{H}$ ينتشران على شكل أمواج ، وفي حقيقة الأمر لو أجرينا تفاضلا جزئياً للمعادلة الثانيـــة فإنها تأخذ الشكل :

$$\text{rot}\,\frac{\partial \vec{H}}{\partial T} = \frac{1}{C}\cdot\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

وبتعويض $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ من المعادلة الأولى في المعادلة الأخيرة فإننا نحصل على .

$$C.\ rot.rot\ \vec{E} = -\frac{1}{C} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad (2-3)$$

وبما أن :

$$rot\ .\ rot\ \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} + vrad\ .\ div\ \vec{E}$$

وأنه في هذه الحالة :

$$div\ \vec{E} = 0$$

فإن :

$$rot\ .\ rot\ \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \qquad \cdot \ldots (2-4)$$

وبوضع هذه العبارة في (٣) فإن :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - C^2 \nabla^2 \vec{E} = 0 \qquad (2-5)$$

إن العلاقة الأخيرة تميز معادلة تفاضلية جزئية من أجل الشعاع $\vec{E}$ وبالطريقة السابقة نفسها فإن المعادلات التفاضلية الموجبة بالنسبة لـ $\vec{H}$ هي :

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - C^2 \cdot \nabla^2 \vec{H} = 0 \qquad (2-6)$$

وتأخذ العلاقتان (5 — 2) و (6 — 2) الشكل الإحداثي من أجل $\vec{E}$:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - C^2 \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial Z^2} \right) = 0$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} - C^2 \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial Z^2} \right) = 0 \qquad (2-7)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} - C^2 \left(\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial Z^2} \right) = 0$$

ومن أجل $\vec{H}$:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2} - C^2 \left(\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial Z^2} \right) = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} - C^2 \left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial Z^2} \right) = 0 \qquad (2-8)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} - C^2 \left(\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial Z^2} \right) = 0$$

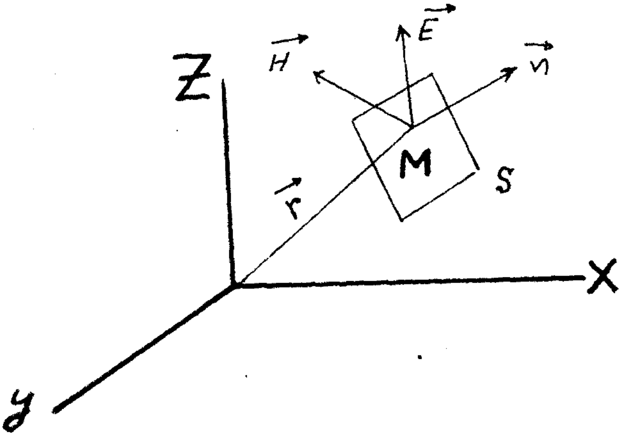
وفي الحالة العامة يأخذ حل المعادلات (5—2) و (6—2) الشكل :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 \left[t - \frac{(\vec{r}\,.\vec{n})}{C} \right] + \vec{E}_2 \left[t + \frac{(\vec{r}\,.\vec{n})}{C} \right] \qquad (2-9)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_1 \left[t - \frac{(\vec{r}\,.\vec{n})}{C} \right] + \vec{H}_2 \left[t + \frac{(\vec{r}\,.\vec{n})}{C} \right] \qquad (2-10)$$

حيث $\vec{E}_1$ و $\vec{H}_1$ أشعة شدات الحقل الكهربائي والمغناطيسي على التوالي والمتجهة باتجاه ازدياد المقادير الموجبة لـ ($\vec{r}$) .

$\vec{E}_2$ و $\vec{H}_2$ هي أشعة شدات الحقل المتجهة باتجاه معاكس لـ $\vec{r}$ نصف القطر الشعاعي الذي يبدأ من مركز الإحداثيات وينتهي في نقطة من الفراغ مثل M للموجة .



الشكل (1 — 2)

و $\vec{n}$ شعاع الواحدة العمودي على مستوي الموجة . المستوي ($\vec{H}$ ، $\vec{E}$) .

— ودونما إحداث خلل في الاستنتاج العام ، يمكننا أن نقتصر على الشدات في الاتجاه الموجب لـ r . أي أن نقتصر على $\vec{E}_1$ و $\vec{H}_1$. وفي الحالة العامة فإن المقادير $\vec{E}_1$ و $\vec{H}_1$ توصف بتوابع عقدية للإحداثيات والزمن . وأهم ما يعنينا من دراستنا هذه هو الأمواج المستوية والأمواج الكروية ، التي تدخل بشكل واسع في التطبيقات النظرية والتجريبية ، وعلى الأخص الأمواج التوافقية أو (وحيدة اللون) التي تحتل مركزاً هاماً في حالة الأمواج المستوية ويمكنها أن تكتب على الشكل التالي :

$$\vec{E} = \vec{EO} \sin \omega \left[t - \frac{(\vec{r} . \vec{n})}{C} \right]$$

$$\vec{H} = \vec{HO} \sin \omega \left[t - \frac{(\vec{r} . \vec{n})}{C} \right] \qquad (2 - 11)$$

حيث $\vec{Eo}$ و $\vec{Ho}$ – سعات اهتزاز أشعة الشدات للحقلين الكهربائي والمغناطيسي ، و $\omega = 2\pi\nu$ ، ν – تواتر الاهتزازات . ومن السهل التحقق أن (2 – 9) ، (2 – 10) ، (2 11) هي حلول لـ (2 – 5) و (2 – 6) .

وفي حالة الأمواج الكروية وحيدة اللون يكون التعبير الرياضي لها في أغلب الحالات على شكل توابع من الشكل :

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{r} \sin \omega \left[t - \frac{(\vec{r} \cdot \vec{n})}{c} \right]$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{H}_0}{r} \sin \omega \left[t - \frac{(\vec{r} \cdot \vec{n})}{c} \right] \qquad (2 - 12)$$

حيث r – القيمة المطلقة لنصف القطر الشعاعي $\vec{r}$.

ان حل المعادلات (22 – 2) صحيح في كل مكان ماعدا النقطة $r = 0$ والمنطقة المجاورة لها والقريبة منها قرباً لانهائياً . وبوضع قيمتي $\vec{E}$ و $\vec{H}$ من (12 – 2) في (5 – 2) و (6 – 2) من السهل التأكد أنهما حلان لهما .

وبالاسقاط على محاور الإحداثيات يأخذ التعبير ($\vec{r} \cdot \vec{n}$) الشكل :

$$(\vec{r} \cdot \vec{n}) = X \cos \alpha + y \cos \beta + Z \cos \gamma \qquad (2 - 13)$$

حيث X , Y , Z – إحداثيات نقطة ما مثل M على السطح الموجي ،

$\cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$ – مركبات الشعاع $\vec{n}$ على المحاور X , Y , Z .

وفي حالة الأمواج الكروية نأخذ بداية الاحداثيات ، مركز الموجة الكروية ؛ في هذه الحالة تكون اتجاهات $\vec{r}$ و $\vec{n}$ متطابقة ، وبالتالي :

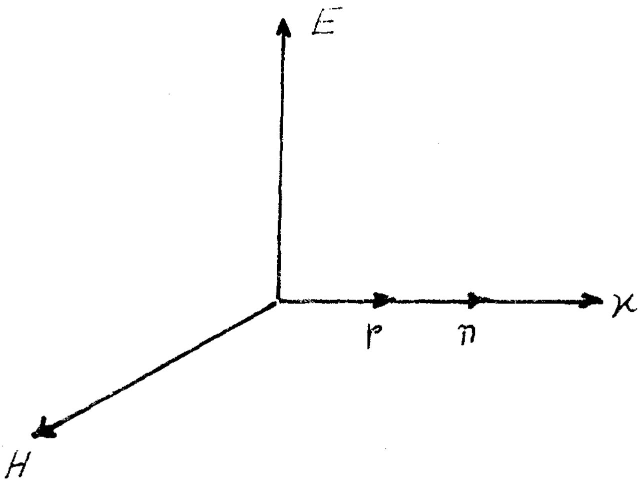
$$(\vec{r} \cdot \vec{n}) = r \qquad (2-14)$$

ولو أخذنا بدلا من $\vec{E}$ و $\vec{H}$ قيمتيهما المطلقتين فإن المعادلات (2-12) تكتب في الصيغة السلمية :

$$E = \frac{E_0}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

$$H = \frac{H_0}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \qquad (2-15)$$

وفي حالة الامواج المستوية من الأفضل أن نختار محاور الاحداثيات بحيث يتجه $\vec{E}$ باتجاه المحور Z و $\vec{H}$ باتجاه Y . واتجاه الانتشار (الشماع $\vec{n}$) باتجاه X .



(الشكل 2 - 2)

وعندئذ $X = (\vec{r} \cdot \vec{n})$ ، لأن :

$$\cos\beta = \cos\gamma = 0 \, , \; \cos\alpha = 1$$

من هنا نجد استناداً إلى (2 –11) في الحالة السلمية :

$$E = E_0 \sin\omega\left(t - \frac{X}{C}\right)$$

$$H = H_0 \sin\omega\left(t - \frac{X}{C}\right) \qquad (2-16)$$

وغالباً ما تكتب معادلات الحقول الموجية المستوية عقدياً :

$$E = \overline{E}_0 e^{i\omega(t - \frac{X}{C})} = \overline{E}_0 \cos\omega\left(t - \frac{X}{C}\right) + i\,\overline{E}_0 \sin\omega\left(t - \frac{X}{C}\right)$$

$$H = \overline{H}_0 e^{i\omega(t - \frac{X}{G})} = \overline{H}_0 \cos\omega\left(t - \frac{X}{C}\right) + i\,\overline{H}_0 \sin\omega\left(t - \frac{X}{C}\right)$$

. . . . (2 — 17)

وبما أن $\overline{E}_0$ و $\overline{H}_0$ في الحالة العامة يمكن أن يكونا مقدارين عقـــديين بطور ابتدائي φ_0 ، φ'_0 يعني :

$$\overline{E}_0 = E_0 e^{i\varphi_0} \; , \; \overline{H}_0 = H_0 e^{i\varphi'_0}$$

فـ إن :

$$E = Eo\, e^{i[\omega(t - \frac{X}{C}) + \varphi_0]} = Eo.\cos[\omega(t - \frac{X}{C}) + \varphi_0] +$$

$$+ i\, Eo \sin[\omega(t - \frac{X}{C}) + \varphi_0]$$

$$H = Ho\, e^{i[\omega(t - \frac{X}{C}) + \varphi'_0]} = Ho \cos[\omega(t - \frac{X}{C}) + \varphi'_0] +$$

$$+ i\, Ho \sin[\omega(t - \frac{X}{C}) + \varphi'_0] \qquad \dots (2 - 18)$$

حيث Ho, Eo سعات حقيقية . واذا عدنا الى العلاقات (11 — 2)

بكتابة $\omega(t - \frac{r}{C})$ بشكل آخر حيث $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ، $T = \frac{\lambda}{C}$ فان :

$$\omega(t - \frac{r}{C}) = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r \qquad (2 - 19)$$

ولنرمز لـ $\frac{2\pi}{\lambda}$ بـ K ويدعى العدد الدوراني الموجي (القيمة المطلقة لـ $\vec{K}$) وينطبق بالاتجاه مع العمود على الموجة .

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n} \qquad (2 - 20)$$

وباعتماد العبارة الاخيرة فإن المعادلات (١١) تأخذ الشكل :

$$\left.\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0 \sin\left[\omega t - (\vec{k}\cdot\vec{r})\right],\\ \vec{H} &= \vec{H}_0 \sin\left[\omega t - (\vec{k}\cdot\vec{r})\right],\end{aligned}\right\} \quad (2-21)$$

وفي الحالة السلمية :

$$\left.\begin{aligned}E &= E_0 \sin(\omega t - k \cdot r),\\ H &= H_0 \sin(\omega t - k \cdot r),\end{aligned}\right\} \quad (2-22)$$

وفي اغلب الحالات من الاسهل دراسة تغير أحد الاشعة $\vec{A}$ الذي يسمى شعاع الكمون والذي بواسطته $\vec{E}$ و $\vec{H}$ (عند غياب الشحنات) مرتبطان بالعلاقات :

$$\vec{E} = -\frac{1}{C} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \qquad (2-23)$$

$$\vec{H} = \mathrm{rot}\,\vec{A} \qquad (2-24)$$

وبوضع $\vec{E}$ و $\vec{H}$ من (23 – 2) و (24—2) في معادلة ماكسويل :

$$\mathrm{rot}\,\vec{H} = \frac{1}{C} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

نجد :

$$\mathrm{rot}\,.\,\mathrm{rot}\,\vec{A} = -\frac{1}{C^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \qquad (2-25)$$

حيث :

$$\text{rot} \cdot \text{rot}\,\vec{A} = -\nabla^2 \vec{A} + \text{grad} \cdot \text{div}\,\vec{A}$$

ومن العلاقة (23 – 2) نجد أن :

$$\text{div}\,\vec{E} = -\frac{1}{C} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\,\text{div}\,\vec{A} \qquad (2-26)$$

وبما أن $\text{div}\,\vec{E} = 0$ فإن $\text{div}\,\vec{A}$ حسب المعادلة (26 — 2) لايتعلق بالزمن .

أي أنه يتعلق بالاحداثيات فقط . ولهذا من أجل الحقول المتغيرة يمكن أن نعتبر $\text{div}\,\vec{A} = 0$. عندئذ تأخذ العلاقة (25 — 2) الشكل :

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = C^2 \nabla^2 \vec{A} = 0 \qquad (2-27)$$

وحل هذه المعادلة يأخذ الشكل :

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \vec{A}_1\left[t - \frac{(\vec{n}\cdot\vec{r})}{C}\right] + \vec{A}_2\left[t + \frac{(\vec{n}\cdot\vec{r})}{C}\right] \qquad (2-28)$$

حيث $\vec{A}_1$ و $\vec{A}_2$ – توابع للاحداثيات والزمن ، أي للمقادير .

$$t + \frac{(\vec{n}\cdot\vec{r})}{C} \quad , \quad t - \frac{(\vec{n}\cdot\vec{r})}{C}$$

أما مقــادير شدات الحقلين الكهربائي والمغناطيسي يمكن إيجادهـا من الصيغ (23 – 2) و (24 — 2) .

3 — 2 : معادلات الحقل الكهرطيسي التقليدية في الاوساط المادية :

اذا انتشرت الامواج الكهرطيسية في وسط مادي ذي ثابتـــة العزل الكهربائي ε ، وثابتة العزل المغناطيسي μ ، والناقلية الكهربائية σ ، فإن معادلات ماكسويل تأخذ الشكل التالي :

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{1}{C} \cdot \frac{\partial B}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\vec{D} = 4\pi\rho \qquad (2—29)$$

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \frac{1}{C} \cdot \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{4\pi}{C}\vec{j}, \quad \operatorname{div}\vec{B} = 0 \qquad (2—30)$$

حيث المقادير . $\vec{J}$ ، $\vec{D}$ ، $\vec{B}$ من أجل الاوساط المتجانسة تعطى بالعلاقات التالية :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \qquad (2—31)$$

$$\vec{J} = \sigma\vec{E}$$

و $\vec{D}$ – هو شعاع التحريض الكهربائي ، $\vec{B}$ – شعاع التحريض المغناطيسي.

$\vec{J}$ – شعاع كثافة التيار الكهربائي ، والمقدار ρ – هو كثافة الشحنات الكهربائية . والمعادلات (29—2) و (30 — 2) هي معادلات ماكسويل ذات القيم الوسطى في وسط يحوي شحنات كهربائية .

وتكون المقادير ε, μ, σ بصورة عامة توابع للإحداثيات والزمن . فمثلا

ε, μ, σ يمكن لها أن تتغير مـــع الزمن فيما لو رافق الاخير (أي الزمن) تغير في كثافة الوسط الناتج عن عبور أمواج مرنة . بالإضافة إلا ذلك ، فإن تغير الناقلية الكهربائية في الوسط يمكن أن ينتج عن تغير درجة التأين مـــع الزمن ، حيث يلاحظ ذلك في حالة الانفراغ الغازي .

لهـذا فإن معادلات الحقل الكهرطيسي التقليدية في وسط مـادي ، ذي المقادير ε, μ, σ ، التي تتعلق بالزمن تكتب بالشكل : (بالاستعانة بالعلاقات (29—2) و (30—2) و (31—2)) :

$$\text{rot}\,\vec{E} = -\frac{\mu}{C}\cdot\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{\vec{H}}{C}\cdot\frac{\partial \mu}{\partial t} \qquad (2\text{—}32)$$

$$\text{rot}\,\vec{H} = \frac{\varepsilon}{C}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\vec{E}}{C}\cdot\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{4\pi}{C}\sigma.\vec{E} \qquad (2\text{—}33)$$

فلو افترضنا أن $\varepsilon = \text{const}$, $\mu = \text{const}$, $\sigma = 0$ أي لو افترضنا الوسط المادي عازلا فان المعادلات (32—2) و (33—2) نكتب على الشكل :

$$\left.\begin{aligned} \text{rot}\,\vec{E} &= -\frac{\mu}{C}\cdot\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{rot}\,\vec{H} &= \frac{\varepsilon}{C}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned}\right\} \qquad (2\text{—}34)$$

ولو أجرينا العمليات نفسها على هاتين المعادلتين كما فعلنا سلفاً نكتب :

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{C^2}{\varepsilon \mu} \nabla^2 \vec{E} = 0 , \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^3} - \frac{C^2}{\varepsilon \mu} \nabla^2 \vec{H} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2-35)$$

وهي تمثل المعادلات التفاضلية الموجية من أجل $\vec{E}$ و $\vec{H}$ ، والتي تنتشر في الوسط المادي بسرعة قدرها :

$$v = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \qquad (2-36)$$

وبما أن $\mu = 1$ في مجال الطيف المرئي للأمواج فإن سرعة الضوء عندها :

$$v = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon}} \qquad (2-37)$$

وبذلك أوجد ماكسويل العلاقة بين الخصائص الضوئية والكهربائية للوسط المادي على الشكل :

$n = \sqrt{\varepsilon}$ حيث n — قرينة انكسار الوسط .

أما من أجل انتشار الضوء في الوسط المادي ذي ε , μ الثابتين فإن المعادلات السابقة لانتشار الأمواج الكهرطيسية في الخلاء تنطبق عليها مع الأخذ بعين الاعتبار أن سرعة الانتشار هي :

$V = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$ وليست C أو $\frac{C}{\sqrt{\varepsilon}}$ عندما تكون $\mu = 1$:

وعندما لاتكون ε و μ ثابتة مع الزمن فإن المعادلات تأخذ شكلاً أعقد، ويمكن حينئذ دراسة الانتشار بصورة أكثر تفصيلاً ، ولا مجال هنا لذكر ذلـك .

4 — 2 : تطابق الامواج الكهرطيسية والضوئية :

نفرض أن $\vec{E}$ يتجه باتجاه المحور Z و $\vec{H}$ باتجاه Y ، واتجـاه الانتشار باتجاه X فإننا حسب المعادلة الأولى من (35 - 2) نكتب :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{C^2}{\varepsilon \mu} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = 0 \qquad (2 - 38)$$

والمعادلة بالنسبة لـ $\vec{H}$ تأخذ الشكل نفسه : وكما ذكرنا سابقاً فإن حل المعادلة (38—2) يأخذ الشكل :

$$E = E_0 \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{X}{V}\right) \qquad (2 - 39)$$

وهذا ماذكرناه في المعادلات (16—2) وقد استبدلنا ω بقيمتها ووضعنا V عوضاً عن C .

فلو كتبنا :

$$\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{X}{V}\right) = \Phi \qquad (2—40)$$

فان المعادلة (39—2) تكتب بالشكل :

$$E = E_0 \sin \Phi \qquad (2 - 41)$$

ونسمي المقدار Φ طور الموجة .

– ولنفرض الآن أننا ندرس الظاهرة الموجية في نقطة ما من الفراغ بمرور الزمن ، إذن علينا أن نفرض أن $X = Const$ والزمن هو المتغير فقط . ومن أجل حالة خاصة وللسهولة نفرض أن $X = 0$ فالطور عندئذ يتعلق بالزمن فقط .

$$\Phi = \frac{2\pi}{T} t \qquad (2 - 42)$$

لنرمز بـ Δt للزمن الذي من أجله يتغير الطور 2π و E تكرر قيمتها الموافقة للزمن t . ولنستخدم العلاقة :

$$\Phi + 2\pi = \frac{2\pi}{T}(t + \Delta t) = \frac{2\pi}{T} t + \frac{2\pi}{T} \Delta t$$

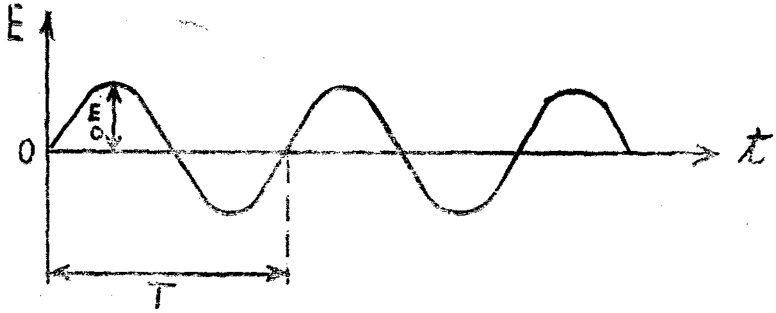
والتي يتبين منها ان تغير الطور بـ 2π يوافق تغيراً في الزمن قدره :

$$\Delta t = T$$

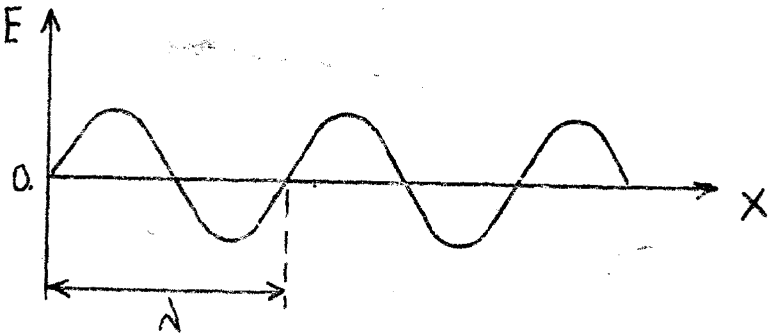
وهذا يعني أن شدة الحقل الكهربائي تكرر نفسها في نقطة معينة من الفراغ خلال الفواصل الزمنية التي تساوي T . أي أن T هي دور اهتزاز الحقل الكهربائي .

ويبين الشكل (3 — 2) منحني اهتزاز شدة الحقل الكهربائي للموجة حيث نرمز له بـ E والذي يتبع الزمن (الحقل المغناطيسي للموجة لم يظهر) .

فلو أخذنا الآن وضعاً معيناً للاهتزازات من أجـل t = Con st (مثلا ، عند $t = t_0$) فإن المنحني عندئذ يأخذ الشكل المذكور ، علماً أن الإحـداثي X يصبح هو المقدار المتغير والذي يظهر الوضع اللحظي (الآني) لـلامواج في زمن قدره t_0 كما الشكل (4-2) .



الشكل (3 — 2)



الشكل (4 — 2)

ويستخرج زمن تغير شدة الحقل الكهربائي في الفراغ من الشروط التالية :

في النقطة X (عندما $t = t_0$) يأخذ الطور قيمة مقدارها :

$$\Phi = \frac{2\pi}{T} \cdot \left(t_0 - \frac{X}{V} \right)$$

أما نقاط الموجة البعيدة ، فإنها توافق أزمنة أكثر بالمقارنة مع الزمن في النقطة X .

اذن يجب أن ننقص الطور في المسافة ΔX بدءاً من X بالمقدار 2π أي انه يصبح $\Phi - 2\pi$ ليبقى الزمن نفسه في العلاقة السابقة .

$$\Phi - 2\pi = \frac{2\pi}{T} \left(t_0 - \frac{X + \Delta X}{V} \right)$$

وبما أن :

$$\Phi = \frac{2\pi}{T} \left(t_0 - \frac{X}{V} \right)$$

فإن ΔX يجب ان تساوي :

$$\Delta X = V . T \qquad (2 - 43)$$

وبما ان الحقل يغطي اهتزازه كامله عندما تتغير X بالمقدار V T فإن المقدار V T يعبر عن نفسه ، بأنه مجـــال تغير التابع في الفراغ ويمكن ان نرمز له بـ λ ونسميه طول الموجة وأن :

$$\lambda = V . T \qquad (2 - 44)$$

وفي الحالة العامة يتغير المقداران t و X فلو اردنا دراسة نقطة مـــا من

الموجة ، وجب علينا أن نمد ،

$$t - \frac{X}{V} = \text{const} \qquad (2-45)$$

والمعادلة (45—2) من اجل لحظة زمنية ما هي معادلة مستوي ، هذه المستويات ذوات الطور الثابت هي صدور الموجة الكهرطيسية اي ان الامواج مستوية . وفي الحالة العامة صدر الموجة (اي المحل الهندسي للنقاط حيث طور الموجة يبقى ثابتاً) ، يمكن ان يكون كرة او اهليلجاً حجمياً او اسطوانة الى آخر ماهنالك .

فلو اجرينا تفاضلا لطرفي المعادلة (45—2) لحصلنا على :

$$dt - \frac{dx}{V} = 0$$

$$V = \frac{dx}{dt} \qquad (2-46)$$

وهذا يعني أن V تمثل سرعة انتشار الموجة (سرعة انتقال المستويات ذات الطور الثابت) . ولنبرهن الآن على ان العلاقة (39—2) هي حل المعادلة التفاضلية (38—2) ، من اجل ذلك نحسب المشتقات الجزئية من المرتبة الثانية بالنسبة لـ E من اجل المتحول t والمتحول X على التوالي من العلاقة (39 — 2) فنحصل عندئذ على ·

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = - \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot E$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial X^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2 . V^2} \cdot E$$

ومنه نجد :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = V^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$$

أو :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - V^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = 0 \qquad (2-47)$$

وبمقارنة (38—2) و (47—2) نرى انهما من الشكل نفسه فيما لو كان :

$$V = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (2-48)$$

وهذا يعني أن سرعة انتشار الضوء في وسط ما تساوي سرعة الموجة الكهرطيسية مقسومة على $\sqrt{\varepsilon\mu}$. فاذا كانت الموجة الكهرطيسية تنتشر في الخلاء اي $1 = \mu$ و $1 = \varepsilon$ فان :

$$V = C \qquad (2-49)$$

اي ان سرعة انتشار الضوء وسرعة انتشار الامواج الكهرطيسية في الخلاء واحدة ، وهذا ما مكن ماكسويل من مطابقة الضوء مع الامواج الكهرطيسية . وتجدر الإشارة الى ان التجارب العديدة قد بينت ان تأثير الموجة الضوئية اكثر مايظهر في مركبتها الكهربائية $\vec{E}$ ؛ وعندما نقول : ان التأثير المغناطيسي للموجة صغير لدرجة انه يمكن التغاضي عن تأثيره . ولهذا غالباً مايسمون

شعاع شدة الحقل الكهربائي بشعاع الموجة . ويفسر ذلك بأن الاوساط الذرية والجزيئية تحتوي على شحنات كهربائية ـ الكترونات وشوارد موجبة وسالبة تهتز تحت تأثير الحقل الكهربائي للموجة الضوئية ، واذا كانت الذرة او الجزيئة تملك عزماً مغناطيسياً ، فان تأثير الحقل المغناطيسي للموجة الضوئية يظهر عندها ؛ اي ان شعاع شدة الحقل المغناطيسي للموجة الضوئية يمكن ان يسمى في حالات معينة بشعاع الموجة .

5 – 2 : الاثر الميكانيكي للضوء :

من اجل فهم طبيعة الضوء لابد من دراسة التأثير الميكانيكي له ، واهم مافيه هو ضغط الضوء . وكما هو معروف من دراسة الكهرباء ، فان الامواج الكهرطيسية تتميز بظاهرة الضغط الميكانيكي .

لننظر الآن ماذا يحدث لو وردت موجة ضوئية على سطح جسم ما . من اجل التسهيل نفرض ان اشعة الضوء عمودية على السطح (وبالتالي فإن صدر الموجة مواز له) . ان تأثير الحقل الكهربائي للموجة يتجلى بظهور تيارات في الجسم (تيارات انزياح او ناقلية) موازية لسطح الجسم . والتفاعل المتبادل لهذه التيارات مع الحقل المغناطيسي للموجة يؤدي الى ظهور قوة مؤثرة في سطح الجسم . باتجاه حركة الموجة . اي عمودياً على السطح .

ان مقدار الضغط الضوئي يتعلق بمقدار مربع السعة لكل من $\vec{E}$ و $\vec{H}$ للموجة الضوئية ، اي بالطاقة المحمولة بالموجة الضوئية .

وكثافة طاقة الحقل الكهربائي تعطى بالعلاقة :

$$W_E = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \qquad (2-50)$$ (في واحدة الحجم)

وبالمقابل فإن كثافة طاقة الحقل المغناطيسي تعطى بالعلاقة .

$$W_m = \frac{\mu H^2}{8\pi} \qquad (2-51)$$ (في واحدة الحجم)

فلو كان الحقل الكهربائي للموجة معطى بمعادلة مثل (39 -2) فإن من السهولة البرهان من المعادلات (34—2) بالنسبة لـ x أن :

$$\varepsilon E^2 = \mu H^2 \qquad (2-52)$$

أي أن :

$$W_E = W_m$$

وينتج من هذا أن الطاقة الكلية للحقل في واحدة الحجم تساوي :

$$W = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \qquad (2-53)$$

وحسب نظرية ماكسويل نجد أن مقدار الضغط الضوئي p يعطي بالعلاقة (53 -2) نفسها ،

[لأن الضغط = $\frac{\text{قوة}}{\text{سطح}}$ = $\frac{\text{قوة} \times \text{طول}}{\text{سطح} \times \text{طول}}$ = $\frac{\text{طاقة}}{\text{حجم}}$ = طاقة واحدة الحجوم]

وهو القوة المطبقة على كل سم^2 من سطح الجسم ، (شريطة أن تكون أشعة الضوء عمودية على السطح ، وأن يمتص الجسم كامل طاقة الضوء) .

أما بالنسبة للأشعة المنعكسة عند سطح جسم ، فإنه في كل واحدة حجم تضاف إليها طاقة الموجة المنعكسة التي تعطي العلاقة :

$$W_r = R\,W = R\,\frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \qquad (2 - 54)$$

– حيث R – هو معامل الانعكاس .

وفي هذه الحالة تكون الطاقة الكلية لواحدة الحجم من الحقل مساوية :

$$W' = (1 + R)\,\frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \qquad (2 - 55)$$

ويمكن التعبير عن W من خلال كثافة تدفق الطاقة الإشعاعية P .

فلو وردت على كل سم^{2} من سطح الجسم في واحدة الزمن طاقة قدرها P لكان :

$$P = C\,W \qquad (2 - 56)$$

حيث C – سرعة الضوء في الخلاء .

أي أن :

$$W = \frac{P}{C} \qquad (2 - 57)$$

ونجد من (2 - 53) و (2 - 55) و (2 - 57) أن :

$$W' = \frac{P}{C}\cdot(1 + R) \qquad (2 - 58)$$

إذن يتعين ضغط الضوء ρ بالعلاقة :

$$\rho = \frac{P}{C}(1 + R) \qquad (2 - 59)$$

وإذا كانت $R = 0$ فإن طاقة الضوء تمتص بكاملها من قبل الجسم ويكون $\rho = \frac{P}{C}$ ، ويتبين من هذه الدراسة النظرية والتجريبية كذلك أن الضوء يملك خصائص ميكانيكية . وبما أن الضغط يساوي تغيير كمية الحركة المنسوبة إلى سم^2 واحد من السطح في واحدة الزمن ، فإن الضوء يملك كمية حركة إذن .

وكمية الحركة تساوي جداء الكتلة بالسرعة ، وهـــذا يعني أن للضوء كتلة معينة .

فلو رمزنا لكتلة الإشعاع الضوئي الوارد في واحدة الزمن على سطح الجسم بالرمز M ، فإن تغير كمية الحركة في واحدة الزمن يساوي $M . C$ وهـــذا يعني أن :

$$\rho = \frac{P}{C} = M . C$$

أي أن :

$$P = M . C^2 \qquad (2 - 60)$$

وتكتب العلاقة الأخيرة أحياناً على الشكل :

$$E = M . C^2 \qquad (2 - 61)$$

حيث E – ترمز للطاقة . وتلعب العلاقـــة الأخيرة دوراً هاماً في الفيزياء

الحديثة ، حيث تربط بين المادة والحركة .

6 — 2 النظرية الفوتونية للضوء :

تتعامل هذه النظرية مع الضوء على أنه جسيمات (فوتونات) تنطلق من منابعها المختلفة ، مما حدا بالعالم بلانك أن يصوغ العلاقة المشهورة :

$$W_{ph} = h \cdot \nu \qquad (2 - 62)$$

حيث h — الثابتة العامة ، المسماة ثابتة بلانك ، ومقدارها العددي

$$h \simeq 6,62 \times 10^{-34} \quad j \cdot Sec$$

إن العلاقة (62 — 2) التي تربط بين طاقة الفوتون ، وتواتر الاهتزاز الضوئي هي قانون صحيح لايقبل الشك ، وأصبحت بدورها واحداً من أهم قوانين ميكانيك الكم .

وانطلاقاً من هذه العلاقة ومن العلاقة (61 - 2) نستطيع الحصول على صيغة تحدد كتلة الفوتون :

$$MC^2 = h \cdot \nu$$

أو :

$$M = \frac{h\,\nu}{C^2} \qquad (2 - 63)$$

وتجدر الإشارة إلى أن الفوتونات تملك كتلة حركية ، ولا تملك كتلة سكونية ؛ وعندما تمتصها مادة ما فإنها (أي الفوتونات) تختفي وتنتقل طاقتها إلى جزيئات أو ذرات المادة الماصة .

واعتماداً على النتائج التى حصلنا عليها في الفقرة السابقة ، نحسب الآن كمية الحركة للفوتون الواحد : فإذا وردت طاقة إشعاعية على ١ سم٢ من سطح جسم في واحدة الزمن مقدارها P فإن :

$$P = N \cdot W_{ph}, \qquad (2-64)$$

حيث N – عدد الفوتونات الواردة على ١ سم٢ من سطح الجسم في واحدة الزمن و W_{ph} – طاقة الفوتون الواحد . وتكون كمية الحركة الكلية المقدمة لواحدة السطح من الجسم في واحـــدة الزمن بواسطة الحقل الكهرطيسي ، مساوية كمية الحركة لفوتون واحد مضروباً بعدد الفوتونات أي :

$$\rho = N \cdot \rho_{ph} \qquad (2-65)$$

واعتماداً على العلاقة (60 – 2) نجد أن :

$$\rho = \frac{N.W_{ph}}{C} \qquad (2-66)$$

وإذا أخذنا العلاقة (62-2) بعين الاعتبار نجد من العلاقات (65-2) و (66-2) أن كمية حركة الفوتون الواحد تساوي :

$$\rho_{ph} = \frac{h\,\nu}{C} \qquad (2-67)$$

وقد تم البرهان على صحة العلاقة الأخيرة من خـــلال التجارب العملية المختلفة الخاصة بالتفاعل المتبادل بين الطاقة والمادة ، ومثال ذلك أثر كومتون .

وبالإضافة للضغط ، يمكن للأشعة الضوئية أن تخلق عزماً دورانياً في المادة الماصة بشروط معينة .

وتلاحظ هذه الظاهرة عند مرور الضوء خلال الشرائح البلورية التي تملك خاصية الانكسار المضاعف . وتكون الظاهرة صحيحة ، إذا وردت الأشعة الضوئية على البلورة وهي في حالة الاستقطاب الدوراني . ففي موجة مستقطبة دورانياً (كما سنرى في بحث الاستقطاب) يدور شعاع الحقل الكهربائي بسرعة زاوية مقدارها $\omega = 2\pi\nu$. فإذا وردت هذه الموجة الضوئية المستقطبة دورانياً على جسم ما ، فإن شعاع الحقل الكهربائي يستدعي في الجسم دوران الإلكترونات ؛ وعندئذ يملك كل إلكترون عزم كمية حركة I_e معطياً بالعلاقة :

$$I_e = m \cdot V \cdot r \qquad (2-68)$$

حيث m ـ كتلة الإلكترون ، V ـ سرعته ، r ـ نصف قطر المدار الذي يدور فيه الالكترون .

ـ وبما أن الطاقة الحركية الألكترون تساوي $W_k = \frac{m V^2}{2}$ ، فإن بالامكان كتابة عزم كمية حركة الالكترون على النحو التالي :

$$I_e = 2 \cdot \frac{m \cdot V^2}{2 V} \cdot r$$

وبما أن $V = 2\pi\nu r$ حيث ν ـ تواتر الموجة الضوئية فإن :

$$I_e = \frac{2 W_k}{2\pi\nu} \qquad (2-69)$$

وفي حالة الحركات الدورية (الدوران ، الاهتزاز) يكون :

$W_k = W_p$ حيث W_p ـ الطاقة الكامنة .

وبالتالي تكون الطاقة الكلية للإلكترون مساوية :

$$W_e = W_k + W_p = 2\,W_k$$

وهكذا نجد من أجل عزم كمية الحركة للالكترون أن :

$$l_e = \frac{W_e}{2\pi\nu} \qquad (2-70)$$

ويكون عزم كمية الحركة لكل الالكترونات مساوياً :

$$L = \sum l_e = \frac{\sum W_e}{2\pi\nu} = \frac{W}{2\pi\nu} \qquad (2-71)$$

حيث W - الطاقة الكلية لجميع الالكترونات الآتية لها من الموجة الضوئية . فلو وردت طاقة إشعاعية على ١ سم٢ من سطح جسم ما في واحدة الزمن مقدارها .

$$P = C\,W$$

حيث W — الطاقة الكلية في الموجة الضوئية في واحدة الحجم ، فإن الجسم يتلقى في كل واحدة للزمن عزم كمية حركة مقداره :

$$L_1 = \frac{P}{2\pi\nu}$$

– وهكذا نجد أن :

$$L_1 = \frac{C\,W}{2\pi\nu} = \frac{W}{2\pi} \cdot \frac{C}{\nu} = \frac{W}{2\pi} \cdot \lambda \qquad (2-72)$$

ويمكن تحديد العزم الدوراني M الذي يؤثر في الجسم من مقـــدار عزم كمية الحركة في واحدة الزمن أي أن :

$$M = \frac{dL}{dt} = L_1 \qquad (2-73)$$

أي أن :

$$M = \frac{W}{2\pi} \cdot \lambda \qquad (2-74)$$

إذن يؤثر عزم دوراني M في كل سم^٢ واحد من سطح الجسم محاولا تدوير الجسم حول محور منطبق على اتجاه انتشار الضوء . وقد اكتشف هذه الظاهرة تجريبياً عام 1935 العالم الاميركي Beth ، كما أنهـــا تعرف أيضاً بأثر سادوفسكي . (Sadovski effect) .

ولنحدد الآن عزم كمية الحركة للفوتون الواحد مستخدمين العبارة الرياضية لأثر سادوفسكي . فلو ملك فوتون عزم كمية حركة مساوياً بالقيمة المطلقـــة l_{ph} ، فإن عدداً من الفوتونات قدرها N تملك عزم كمية حركة :

$$L_1 = N \cdot l_{ph}$$

ولو ورد N فوتون على ١ سم^٢ من سطح الجسم في واحدة الزمن باتجاه المحور الاحداثي للعزم المطابق لاتجاه انتشار الضوء ، لكان على كل ١ سم^٢ من سطح الجسم يؤثر عزم دوراني M بحيث يكون :

$$M = L_1 = N\, l_{ph}$$

شريطة أن يمتص الجسم جميع الفوتونات . وتكون الطاقة الممتصة مساوية :

$$P = N\, W_{ph}$$

ويكون :

$$M = \frac{P}{W_{ph}} \cdot l_{ph} = \frac{P}{\nu} \cdot \frac{l_{ph}}{h} \qquad (2-75)$$

حيث $W_{ph} = h\,\nu$ طاقة الفوتون الواحد . ونجد من العلاقتين (2–75) و (2–74) أن :

$$\frac{W \cdot \lambda}{2\pi} = \frac{P}{\nu} \cdot \frac{l_{ph}}{h}$$

ولكن $W = \frac{P}{C}$ و $\lambda = \frac{C}{\nu}$

وهكذا نجد أن :

$$l_{ph} = \frac{h}{2\pi} = \bar{h} \qquad (2-76)$$

وفي الفيزياء الحديثة يدعى عزم كمية الحركة للجزيئات الأولية (سبين) (Spin) ، أي أن الفوتون يملك (سبين) مساوياً بالقيمة المطلقة

$$\bar{h} = \frac{h}{2\pi}$$

وللعلاقة (2–76) مكانة هامة من أجل فهم طبيعة الضوء ، لانها تبين أن للفوتونات في أي مجال ضوئي عزم كمية حركة واحد ، وهـذا مايميز

الطبيعة الجسيمية للضوء .

ولندرج الآن خصائص الضوء وفق النظرية الفوتونية :

1 — للفوتون كتلة حركية :

$$m_{ph} = \frac{h\,\nu}{C^2}$$

2 — للفوتون كمية حركة :

$$\rho_{ph} = \frac{h\,\nu}{C}$$

3 — للفوتون طاقة .

$$W_{ph} = h \,.\, \nu$$

4 — للفوتون عزم كمية حركة (Spin) :

$$l_{ph} = \frac{h}{2\,\pi} = \bar{h}$$

5 — شحنة الفوتون :

$$e_{ph} = 0$$

6 — العزم المغناطيسي للفوتون :

$$\mu_{ph} = 0$$

7 — سرعة الفوتون في الخلاء :

$$C \simeq 3 \,.\, 10^{10} \text{ cm/sec}$$

8 – والفوتون جزيئة مستقرة .

ففي كل العلاقات التي تحدد الكتلة ، وعزم كمية الحركة ، والطاقة للفوتونات يوجد ارتباط عضوي كامل بين الخصائص الجسيمية والموجية للضوء .

وهذا ماندعوه الطبيعة المزدوجة للضوء .

وقد قام العالم لوي دوبروي عام 1924 بتعميم علاقات كمية الحركة والطاقة على كل الجزيئات الأولية مثل الالكـــترونات والبوزيترونات والبروتونات والنترونات ... الخ والمعروفة تحت عنوان أمواج لوي دوبروي .

ومن هذا نستنتج أن حركة أية جزيئة أولية هي ظاهرة موجيــة ذات تواتر قدره ν معطىً بالعلاقات :

$$\rho = \frac{h\,\nu}{C} \quad و \quad W = h\,\nu$$

7 – 2 الظواهر الضوئية الناتجة من تأثير الجاذبية في الضوء .

عندما يصدر الضوء من المنابع ، الواقعة في حقل الجاذبية ، يلاحظ تغير في تواتر اهتزازاته إذا انتشرت الأشعة الضوئية وفق منحى وجهة تغير قوى الثقالة . وتعزى تلك الظاهرة إلى العمل ، الذي تقوم به تلك القوى عند حركة الفوتون .

وفي حقيقة الأمر ، فإن كتلة الفوتون (الكتلة الحركية) :

$$m_{pH} = \frac{h\,\nu}{C^2} \qquad (2—77)$$

بينما يتعين العمل ΔA عند حركة هذه الكتلة في حقل الجاذبية بالعلاقة :

$$\Delta A = -\left(\frac{KM}{r_1} - \frac{KM}{r_2}\right) m_{ph} \qquad (2-78)$$

حيث يمثل :

$$\varphi = -\frac{KM}{r} \qquad (2-79)$$

كمون قوى حقل الجاذبية ، الذي تحدثه كتلة الجسم M. و K : ثابتة التجاذب العالمي ، r_1 و r_2 : المسافات بدءاً من مركز الكتلة الجاذبة M .

ومن الواضح أنه عندما يتحرك الفوتون في حقل الجاذبية ، فإنه يفقد أو يكتسب طاقة مقدارها ΔA ، وذلك مرتبط بكون الفوتون يتحرك عكس قوى الثقالة أو بمنحى وجهة تلك القوى ، مما يؤدي إلى تغير تواتره بمقدار $\Delta \nu$:

$$h \cdot \Delta\nu = \Delta A \qquad (2-80)$$

حيث h : ثابتة بلانك . وهكذا نلاحظ أن :

$$\Delta \nu = \frac{m_{pH}}{h} \cdot (\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (2=81)$$

وبما أن $m_{ph} = \frac{h\nu}{C^2}$ ، فإن :

$$\Delta \nu = \frac{\nu}{C^2}(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (2-82)$$

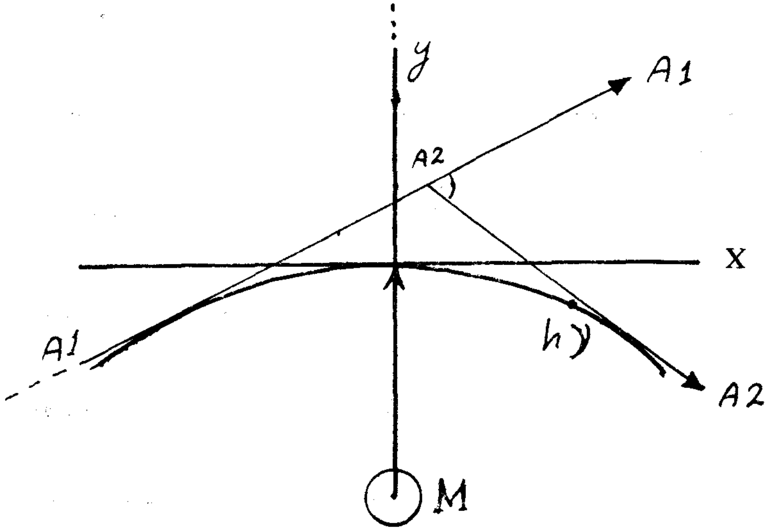
ويمكن أن يكون $\Delta\nu$ موجباً أو سالباً ؛ ويتعلق ذلك بفرق الكمون ،

الذي يجتازه الفوتون .

وبعبارة أخرى يمكن القول : إن الزحزحة في التواتر بقـــدر ماهي في جهة المنطقة البنفسجية ، يمكن أن تكون في جهة المنطقة الحمراء من الطيف .

إن ملكية الفوتون للكتلة تقود أيضاً إلى ظاهرة اخرى نتيجة تأثير حقل الجـاذبية في انتشار الضوء ؛ فاذا كانت حركة الفوتون عمودية على حقل الجاذبية فإنه ينحرف باتجاه تأثير قوى الثقالة ، ممـــا يؤدي الى تقوس أشعة الضوء بالقرب من الكتل الجاذبة .

وزاوية انحراف الفوتون في حقل جاذبية كتلة مقدارها M كما في الشكل (5 — 2) تساوي الزاوية α المحصورة بـــين الخطين المقاربين $A_1 A_1$ و $A_2 A_2$ لمنحني القطع الزائد .



الشكل (5 — 2)

وإن الزاوية α وفق التصور الهندسي تساوي :

$$\alpha = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}} \qquad (2-83)$$

حيث ε : ثابتة انحراف المقطع المخروطي عن الدائرة

ووفق قوانين الميكانيك السماوي لدينا :

$$\varepsilon^2 - 1 = \frac{W L^2}{m^2_{ph} . K^2 . M^2} \qquad (2-84)$$

حيث W : طاقة الفوتون

L : عزم كمية حركة الفوتون بالنسبة لمركز الكتلة M .

m_{ph} : كتلة الفوتون

K : ثابتة التجاذب العالمي .

إن عزم كمية حركة الفوتون بالنسبة لمركز الكتلة الجاذبة M يساوي :

$$L = \xi \frac{h \nu}{C} . r \qquad (2-85)$$

حيث ξ معامل عددي . وكذلك :

$$m_{ph} = \frac{h \nu}{C^2} \qquad (2-86)$$

وهكذا فإن :

$$\varepsilon^2 - 1 = \xi^2 . \frac{C^4 . r^2}{K^2 . M^2} \qquad (2-87)$$

ولو عوضنا النتيجة الاخيرة في العلاقة (83—2) لحصلنا على .

$$\alpha = \frac{2}{\xi\, C^2} \cdot \frac{K.M}{r} \qquad (2—88)$$

حيث يمكن تعيين المقدار ξ تجريبياً .

ومن جهة نظر النسبية ، يؤخذ انحراف الاشعة في حقل الجاذبية على أنه تقوس الفضاء ، رغم أن الصيغة التي تقدمها هذه النظرية تأخذ شكل العلاقة (88—2) نفسها والمعامل العددي فيها يساوي ½ .

والمقدار α المحسوب وفق العلاقة المستنتجة من النسبية العامة من أجل قوى الثقالة على سطح الشمس تشكل 1″,75 .

إن تقوس الاشعة الضوئية في حقل الجاذبية يمكن تفسيره على أساس تعلق سرعة الامواج الضوئية بمقدار قوة الثقالة عندما يكون انتشار الضوء عمودياً على $grad\,\varphi$ (φ : كمون الجاذبية) .

عندئذ يمكن الحديث عن تعلق قرينة انكسار الفراغ (الالكتروني ـ البوزيتروني ـ الفوتوني) بكمون حقل الجاذبية ، والتي تعطى من العلاقة :

$$n - 1 = \frac{g}{C^2} \cdot \varphi \qquad (2—89)$$

حيث g : معامل عددي ، يجب ان يكون مختاراً بشكل يلائم التجربة.

واذا أخذنا $\xi = ½$ فإن $g = 2$

وينتج من العلاقة (89 – 2) أن سرعة الضوء الطورية تتناقص بازدياد قوى الجاذبية .

ومن المهم الإشارة إلى أنه يصعب في الوقت الحاضر الحديث عن الدقة في قيمة المعامل ξ ، لأن تشكل الوسط حول الشمس ، غير مدروس بشكل كاف . وإن تأثير هذا الوسط في سير الأشعة الضوئية في الفضاء الشمسي يمكن أن يكون له قيمة محسوسة .

8 – 2 – بنية الفوتون

آ – الفوتون مكون من نيترينو ومضاد النيترينو

إن النظر الى الفوتونات التي هي كمات حقل الإشعاع الكهرطيسي ، من وجهة نظر كمومية ، يضع أمامنا سؤالا عن طبيعة هذه الجسيمات (الكمات) وبنيتها ، وكذلك حركتها وانتشارها في الاوساط المادية وتفاعلها المتبادل مع المادة ومسائل أخرى . وأول تصور عن الفوتونات كجسيمات مركبه ، كان من قبل العالم لوي دوبردي (Louisde Broglie) ، الذي افترض أن الفوتون ذا الطاقه hv ماهو الا تركيب من زوج من النيترينو بطاقه قدرها hv/2 لكل منهما .

وقد طور هذه الفرضيه فيما بعد العالم جوردان (P . jordan) معتبراً ان الفوتون تركيب من جسيمين على النحو التالي :

يمكن تصور فوتون واحد ذي التواتر v على أنه إصدار جسيمين مترابطين (ونقصد هنا انتشارهما بشكل متواز) .

الاول نيترينو والثاني مضاد النيترينو بطاقات مقدارها hv' و $h(v - v')$ على التوالي ، او انه امتصاص جسيم بطاقة مقـــدارها $h v'$ وانطلاق جسيم آخر في المنحى نفسه بطاقة مقدارها $h(v + v')$ وفي هـذه الحـالة يمكن مقارنـــة سمات الحقل الكمومية لزوج من النيترينو خاضع لاحصاء فيرمي (Fermi) بسمات الحقل الكمومية للفوتونات الخاضعة لاحصاء بوزية (Boze) .

وكانت الابحاث الاولى في نظرية النيترينو مقتصرة على نظرية وحيـــدة البعد ، والتي تطورت فيما بعد الى ثلاثية الابعاد .

وبحل معادلة ديراك من اجل حقل نيترينو وحيد البعد نجد ان :

$$(\hat{W} + C \cdot \alpha \cdot \hat{P})\,\Psi = 0 \qquad (2 - 90)$$

حيث :

$$\hat{W} = -\frac{\bar{h}}{i} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \text{ و } \hat{P} = \frac{\bar{h}}{i} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \qquad (2 - 91)$$

$$\alpha = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \; \Psi = \left\| \begin{matrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{matrix} \right\|, \; \Psi^* = \left\| \Psi_1^*, \; \Psi_2^* \right\| \qquad (2 - 92)$$

ويمكن كتابة الطاقة الكلية $\overline{W}$ على النحو :

$$\overline{W} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \cdot \hat{W} \cdot \Psi \cdot dx = -\frac{\bar{h}}{i} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial t}\, dx \qquad (2 - 93)$$

ويمكن كتابة (90 — 2) على الشكل التالي :

$$\frac{1}{C} \cdot \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = \frac{\partial \Psi_2}{\partial x} \; ; \; \frac{1}{C} \cdot \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} \qquad (2-94)$$

ويمكن الحصول على حلول هذه المعادلات وشبيهاتها على شكل تكامل فورييه :

$$\Psi_i\ (x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \qquad (2-95)$$

$$\left\{ a_i(K) e^{-iC|K|t - iKx} + C_i^*(-K)\, e^{iC|K|t + iKx} \right\} . dK .$$

حيث : $i = 1 ; 2$

$$\Psi_i^*(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \qquad (2-96)$$

$$\left\{ a_i(K) e^{iC|K|t + iKx} + C_i(-K) e^{-iC|K|t - iKx} \right\} dK$$

وتجدر الإشارة الى ان a_i تنتمي الى حقل النترينو ، بينما تنتمي C_i الى حقل مضاد النيترينو . واذا انتقلنا الى السمات الكمومية بمساعدة معادلة الحركة الكمومية :

$$[W, F] = \frac{i}{h} \left(\overline{W} F - F \overline{W} \right) \qquad (2-97)$$

وافترضنا السمات الكمومية $a(K)$ و $a^*(K)$ مؤثرات تؤثر وفق قواعد

معينة تؤدي الى انجاب الجسيمات وامتصاصها ، فاننا نحصل على الطاقة الكلية على شكل مجموع طاقات موجبة للنيترينو ومضاد النيترينو :

$$\overline{W} = \int_{-\infty}^{+\infty} C\bar{h}|K| \{ N_a (K) + N_c (K) - N_0 \} dK \qquad (2-98)$$

حيث $N_a (K)$, $N_c (K)$ اعداد النيترينو ومضاد النيترينو على التوالي ، و N_0 عدد الجسيمات الموافقة للطاقة الصفرية (السوية الطاقية الدنيا) .

ومن اجل السمات الكومية لحقل النيترينو تبدو العبارات التالية :

$$a(K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\{ \Psi_2(x,t) - K_1 \Psi_1 (x,t) \} dx}{\sqrt{2}} . e^{iC|K|t - iKx}$$

(2—99)

$$a^*(K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\{ \Psi_2^*(x,t) - K_1 \Psi_1^*(x,t) \} dx}{\sqrt{2}} . e^{- iC|K|t + iKx}$$

$$C(K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\{ \Psi_2^*(x,t) - K_1 \Psi_1^*(x,t) \} dx}{\sqrt{2}} . e^{iC|K|t - iKx}$$

$$C^*(K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\{ \Psi_2 (x,t) - K_1 \Psi_1(x,t) \} dx}{\sqrt{2}} . e^{-iC|K|t + iKx}$$

واذا استخدمنا هذه السمات من اجل بناء الحقل الفوتوني ، فسوف نجد سمات هذا الحقل من معادلة تابع الكون $A (x,t)$:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - C^2 \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = 0 \qquad (2-100)$$

ويمكن كتابة حل هذه المعادلة على شكل تكامل فوريه :

$$A(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty}$$

$$\left\{ b(K)e^{-iC|K|t + iKx} + b^*(K)\, e^{iC|K|t - iKx} \right\} dK \qquad (2-101)$$

وبعد التكميم الثاني للسعات المكممة أصلا كمؤثرات اصدار وامتصاص ، فان الطاقة الكلية للحقل الفوتوني :

$$\overline{W} = \int_{-\infty}^{+\infty} C \cdot \bar{h} |K| \{ N_K + ½ \}\, dK ; \qquad (2-102)$$

$$b(K) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty}$$

$$dx \left\{ A(x,t) + \frac{i}{C|K|} \cdot \frac{\partial A(x,t)}{\partial t} \right\} e^{-iC|K|t - iKx} \qquad (2-103)$$

$$b^*(K) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty}$$

$$dx \left\{ A(x,t) - \frac{i}{C|K|} \cdot \frac{\partial A(x,t)}{\partial t} \right\} e^{-iC|K|t + iKx} \qquad (2-103')$$

حيث : $N_K = N(K)$ عدد الفوتونات ذات الشعاع الموجي $\vec{K}$.

وبعد ذلك تم الحصول على الصيغ الخاصة بسمات الحقل الفوتوني من خلال سمات حقل النيترينو ؛ ومن اجل ذلك كان ناتج الكمون مأخوذاً على الشكل :

$$A(x,t) = i\sqrt{\frac{C\hbar}{4\pi}} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} dK\,.\,dl\, \frac{e^{-i|K-l|x}}{K-l} \; X$$

$$X \left\{ \frac{K_1+1}{2} \right.$$

$$\left[-a^*(K).a(l).e^{iC(|K|-|l|)t} + C(-K)C^*(-l)e^{-iC(|K|-|l|)t} \right] +$$

$$+ \frac{K_1+1}{2}$$

$$\left. C(-K).a(l)\,e^{-iC(|K|+|l|)t} - a^*(K)C^*(-l)\,e^{iC(|K|+|l|)t} \right\}$$

(2—104)

حيث :

$b^*(-K)$, $b^*(K)$ و $b(-K)$, $b(K)$

من اجل $K>0$ تأخذ الاشكال :

$$b(K) = i\sqrt{\frac{C\hbar}{2|K|}} \left\{ \int_0^{\infty} dl\,[a^*(l).a(l+K) + C(l+K).C^*(l)] + \right.$$

$$\left. + \int_0^{K} dl\,.\,C(l)\,.\,a(K-l) \right\} \qquad (2-105)$$

$$b(-K) = i\sqrt{\frac{C\hbar}{2|K|}}\left\{\int_0^\infty dl\,[a^*(-l).a(-l-K)+C(-l-K)C^*(-l)]\,+\right.$$

$$\left.+\int_0^K dl\,.\,C(-l)\,a(-K+l)\right\} \qquad (2-105')$$

$$b^*(K) = i\sqrt{\frac{C\hbar}{2|K|}}\left\{\int_0^\infty dl\,[a^*(l+K).a(l)+C(l)C^*(l+K)]\,+\right.$$

$$\left.+\int_0^K dl\,a^*(l)C^*(K-l)\right\} \qquad (2-105'')$$

$$b^*(-K) = i\sqrt{\frac{C\hbar}{2|K|}}\left\{\int_0^\infty dl\,[a^*(-l-K)a(-l)+C(-l)C^*(-l-K)]\,+\right.$$

$$\left.+\int_0^K dl\,a^*(-l)C^*(-K+l)\right\} \qquad (2-105''')$$

ويمكن تأويل هذه العلاقات بالطريقة التالية :

إن امتصاص أو اصدار فوتون ذي عدد موجي K ، هو امتصاص او اصدار نيترينو ومضاد النيترينو بأعداد موجية l و K — l على التوالي ، أو امتصاص او اصدار واحد من الجسيمات (نيترينو ، مضاد النيترينو) بعــدد موجي K + l عند اصدار او امتصاص (في الوقت نفسه) جسيم مشابه بعدد موجي l . والاحتمال الثاني يمثل أثر رامان (Raman effect) دون تغير في منحى حركة

الفوتون وفق ماقدمه العالم جوردان في بحثه عن نظرية النيترينو الضوئي ، مما يعطي شرحاً جيداً لزحزحة المنطقة الحمراء من الطيف في فضاء النجوم .

ب – الفوتون مكون من الثنائي الكترون – بوزيـــترون المتحرض في خلاء ديراك :

جاءت هذه الفرضية في البحث العلمي المقدم لنيل درجة دبلوم الدراسات العليا من قبل الطالب سلابكي (Slabki) في كلية الفيزياء بجامعة موسكو عام (**1959**) تحت إشراف الاستاذ الدكتور كاراليوف رئيس قسم الضوء والليزر . وفي هذا العمل ينظر للفوتون على أنه جسم مركب ، مكون من تلاقي الالكترون والبوزيترون .

أي أنه ثنائي محتمل التكون من الكترون وبوزيترون متحرض في خلاء ديراك ؛ ويمكن لهذا الثنائي أن يتفكك الى e^+ و e^- عند امتصاص طاقـــة عالية . أو على العكس من ذلك عند تلاقي كل من e^+ و e^- تصدر عدة فوتونات بطاقات عالية .

وتؤكد هذه الظاهرة على صحة الافتراض في العمل المذكور آنفاً فيما لو كانت نتائج الدراسة منطقية وتؤكدها التجربة .

ويمكن للطاقة الكلية للفوتون أن تتألف من مركبتين :

1) – طاقة الاهتزازات W_v ، التي تكافيء طاقة المهتز التوافقي وتساوي :

$$W_v = \bar{h}\,\omega\,(v + ½) \qquad (2 - 106)$$

– حيث v : عدد كومي يميز السوية الطاقية ، ω : تواتر الاهتزازات الضوئية .

2) من طاقة حركة تقدمية W_τ والتي تساوي :

$$W_\tau = P_\tau \cdot C . \qquad (2-107)$$

حيث P_τ : كمية حركة الفوتون الطولية .

أما كمية حركة الفوتون الكلية فتساوي :

$$P = \frac{\bar{h}\,\omega}{C}\left(v + \frac{1}{2}\right) + P_\tau \qquad (2-108)$$

وكتلة الفوتون الحركية m_{ph} تتألف ايضاً من مركبتين : العرضانيــة m_v والطولية m_τ . ومن أجل الكتلة الطولية m_τ تصح العلاقة :

$$m_\tau \cdot C^2 = W_\tau = P_\tau \cdot C \qquad (2-109)$$

ويمكن كتابة عبارة الطاقة الكلية للفوتون على النحو التالي :

$$\bar{h}\,\omega = \bar{h}\,\omega\left(v + \frac{1}{2}\right) + m_\tau \cdot C^2 \qquad (2-110)$$

ومن أجل : $v = 0$

$$m_\tau = \frac{\bar{h}\,\omega}{2\,C^2} \qquad (2-111)$$

ومن أجل : $v = 1$

$$m_\tau = -\frac{\hbar\omega}{2C^2}$$

والقيمة الوسطى للكتلة الطولية للفوتون خلال دور واحـــد يساوي الصفر ، اذا كان فقط $w_{01} = w_{10}$ ، حيث w_{01} و w_{10} احتمالا انتقـــال الفوتون من الوضع الطاقي $v = 0$ الى الوضع $v = 1$ والعكس صحيح . وتتغير الطاقة الطولية بين قيمتين :

$$(2-112)\qquad \begin{cases} \frac{\hbar\omega}{2} & v = 0 \text{ من اجل} \\ -\frac{\hbar\omega}{2} & v = 1 \text{ من اجل} \end{cases}$$

ـ ولهذا فهي في المتوسط تساوي الصفر ؛ اي أن الكتلة الطولية والطاقة الطولية لاتنتقلان في الفضاء .

أما مركبة الطاقة العرضية فانها تأخذ القيم :

$$(2-113)\qquad \begin{cases} W_v = \frac{\hbar\omega}{2} & v = 0 \text{ من اجل} \\ W_v = \frac{3\hbar\omega}{2} & v = 1 \text{ من اجل} \end{cases}$$

وبالتالي فان الكتلة تتغير في الحدود :

$$(2-114)\qquad \begin{cases} m_v = \frac{\hbar\omega}{2C^2} & v = 0 \text{ من اجل} \\ m_v = \frac{3}{2}\frac{\hbar\omega}{C^2} & v = 1 \text{ من اجل} \end{cases}$$

والقيمتان الوسطيتان للطاقة العرضية والكتلة العرضية تساويان على التوالي :

$$\overline{W_v} = \bar{h}\,\omega \qquad (2-115)$$

$$\overline{m_v} = \frac{\bar{h}\,\omega}{C^2} \qquad (2-116)$$

اي ان المركبة العرضية للكتلة والمركبة العرضية للطاقة تنتقلان في الفضاء بسرعة تساوي C . ولكن لاينبغي النظر الى هذا الانتقال على أنه ترحيل للكتلة والطاقة ، وانما هو عملية نقل موجية للكتلة والطاقة . وكذلك الامر بالنسبة للنقل الموجي لكمية الحركة وعزم كمية الحركة من احد الثنائيين الممكنين الى الثنائي الآخر الممكن المنتقل الى الوضع الاهتزازي بعد تقديم طاقة التحريض اليه . وفي هذا التصور يمكن اعتبار عملية انتشار الامواج الكهرطيسية كانتشار امواج الاستقطاب في وسط ثنائي الاقطاب الذي هو خلاء ديراك الالكتروني - البوزيتروني .

ح - الفوتونات هي حقل الكتروني - بوزيتروني مولد للاهتزاز (oscillator) في خلاء ديراك :

في الحالة العامة . يمكن اعتبار الفوتونات الحقيقية والممكنة (اي المحتملة التواجد) مولدات اهتزاز في خلاء ديراك ، حيث يمكن اخذها على شكل أمواج مستقطبة في ذلك الخلاء ، وسرعتها تساوي سرعة الضوء .

وبما ان طاقة مولد الاهتزاز تساوي :

$$W = \bar{h}\,\omega \left(v + \frac{1}{2} \right) \qquad (2-117)$$

فإنه من أجل $v = 0$ تتواجد فقط الاهتزازات التي طاقة كل منها تساوي:

$$W_0 = \frac{\bar{h}\omega}{2} \qquad (2-118)$$

والتي توافق الفوتونات المحتملة التواجد . ويستدعي هـــذا الحقل الموجي انتقالات من نوع خاص (ليست انتقالات تلقائية عادية) في ذرات الوسط تدعى انتقالات تحريضية . ويمكن اعتبار الفوتونات في هـذه الحالة التحريض الموجي للفراغ الالكتروني - البوزيتروني . اي ان الفوتونات كجسيمات ، هي ثنائية متحرضة مكونة من الالكترون والبوزيترون ، والتي تتركز فيها طاقـة مقدارها $W_{ph} = \bar{h}\omega$ بطريقـــة احصائية ، عند حصول التغير اللحظي في توزع طاقة امواج الاستقطاب في خلاء ديراك . وهذا التغير اللحظي غـــير معين ، وغير واضح . ولكن اذا حدث فإنه يؤدي الى ظهور فوتون في نقطة ما من الوسط على شكل جسيم كتلته $m = \bar{h}\omega/C^2$ ، وكميـــة حركة $P = \bar{h}\omega/C$ وطاقة $W = \bar{h}\omega$ وعزم كمية حركة تساوي $\bar{h}$ وشحنة معدومة . واغلب الظن ، أن ولادة الفوتون بتلك الطريقة على شكل جسيمات ، منوطة بوجود جسيمات اخرى في الوسط حيث تتبادل الاخيرة الطاقة كمومياً مع الحقل المذكور ، مما يؤدي كما ذكرنا الى تلك الولادة .

الفصل الثالث

التداخل

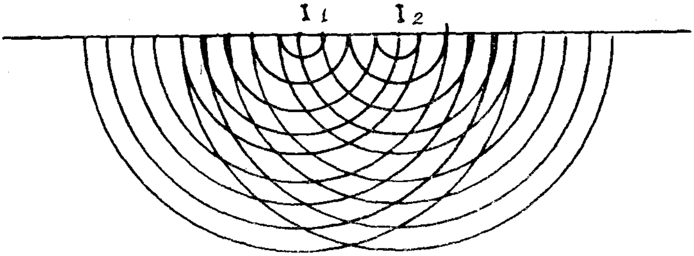
تداخل الضوء Interference of light

1 — 3 الترابط والمنابع المترابطة : Coherent Sources

تبدو الطبيعة الموجية للضوء بصورة جلية في ظواهر التـداخل المبني على اساس تراكم الامواج . ان هـذا التراكم ونتائجه ذو صفة عامة ـ أي أنـه لايختص بنوع واحد من الامواج . وسنعتمد في بداية الامر لدراسة التداخل على حالة تراكم موجتين اهتزازيتين متساويتي الدور صادرتين عن منبعين I_1 , I_2 مستقلين كما في حالة الانتشار الاضطرابي على سطح الماء .

وكما يبدو ذلك من الشكل (1 - 3) ، حيث ينتج في بعض نقاط التقـاطع تقوية الامواج وفي بعضها الآخر اضعافها وينقسم السطح الذي تنتشر فيـه الامواج عندئذ الى ممرات منفصلة ، تنتشر الامواج على طول احداهـا ولا تنتشر على الاخرى .

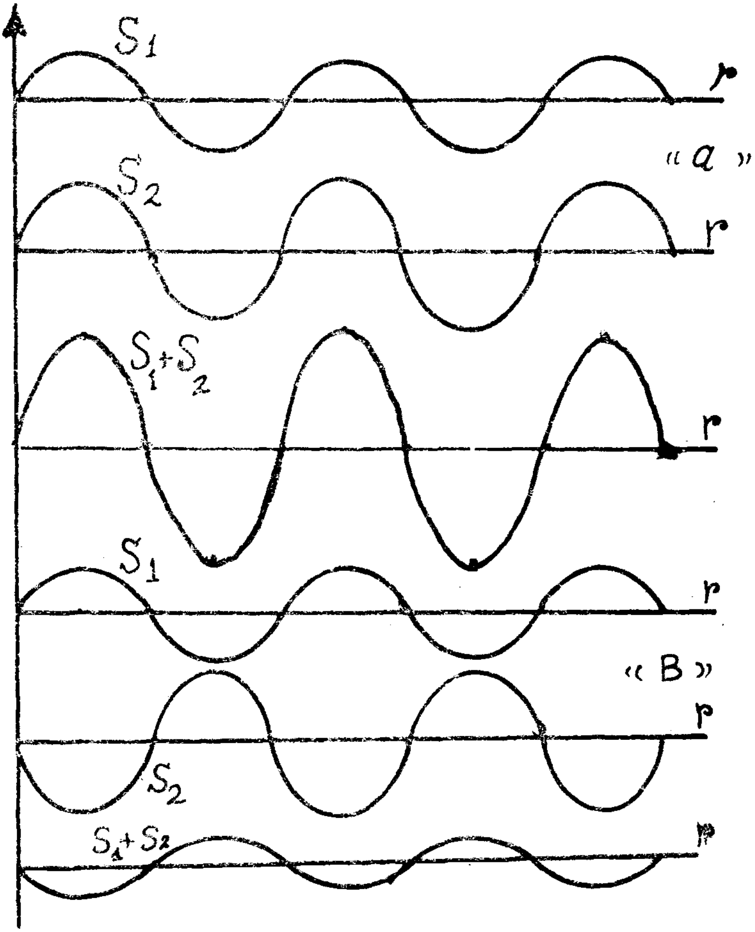
ونسمي هذا التراكم تداخل الموجتين الصادرتـين من I_1 , I_2 ، وتحـدث



الشكل (1 – 3)

تقوية الامواج في المناطق التي يكون للموجتين المتداخلتين الطور نفسه (النهايات العظمى معاً أو النهايات الصغرى معاً) وعلى العكس من ذلك يحدث الضعف في المناطق التي يكون للموجتين المتداخلتين طوران مختلفان (النهايات العظمى مع النهايات الصغرى) .

وسنقتصر فيما يلي على تراكم الامواج الجيبية ذات التواتر المحدد . ويبين الشكل (2 – 3) حالات التراكم المختلفة . فالحالة a تبين تراكم موجتين جيبيتين ذات دور واحد عندما تقعان في طور واحد (النهايات العظمى تنطبق مع النهايات العظمى والنهايات الصغرى تنطبق مع النهايات الصغرى) وتكون سعة الموجة المحصلة مساوية لمجموع سعتي الموجتين المتراكمتين (المتداخلتين) . وتبين الحالة B تراكم موجتين كما سبق ولكنهما تقعان في طورين مختلفين . وفي كثير من الحالات ينتشر في الفراغ عدد لانهـائي من الامواج الكهرطيسية صادرة من منابـع عديدة مختلفة أو ناتجة عن انعكاسات أو عن تشتت على السطوح المختلفة .



الشكل (2 — 3)

ومثال ذلك وفي وضح النهار ينتشر الإشعاع (او تنتشر الامواج الكهرطيسية) في جو الكرة الارضية آتياً من الشمس أو مبعثراً عن طبقة (Atmosphere) والغيوم أو منعكساً على سطح الارض بأشكال مختلفة ... وهلم جرا ... وفي الليل تنتشر الامواج الصادرة عن المصابيح العديدة في مدينة كبيرة مثلاً . ونجد من التجربة أنه بصرف النظر عن التراكم المتبادل لهذه الاشعاعات المتعددة فإنه

(أي التراكم) لايعيق أولايشوه توزع السمات ولا توزع الاطوار في كل من هذه الإشعاعات . وهذه الميزة الاستقلالية لكل من الإشعاعات ناتجة عن كون تأثير الحقول الكهربائية للأمواج الكهرطيسية في الاوساط المـادية مستقلاً عن وجود اشعاعات كهرطيسية في ذلك الوسط أو عدم وجودها .

وقد سميت هذه الظـاهرة (بمبدأ التوضع) او الانضمام (superposition) وبفضل مبدأ التوضع فإن الشدات الكهربائية الإشعاعات الضوئية المنفصلة تجمع جمعاً جبرياً .

إن صحة مبدأ التوضع منوط بكون عزوم المزدوجات الكهرطيسية في وسط ما متناسبة طرداً مع شدة الحقل الكهربائي الخارجي . اي ان الخواص الكهربائية لوسط ما ذات طبيعة خطية .

وعلى العكس من ذلك لو كانت العلاقة بين الحقل الخارجي ونتيجة تأثيره في وسط ما غير خطية ، فإنه لاوجود عندئذ لمبدأ التوضع ولأعاق احد الاشعاعات انتشار الإشعاع الآخر وشوهه .

وفي بعض الحالات هناك علاقة غير خطية ضمن شروط خاصة . ومثال ذلك انتشار الامواج الكهرطيسية في وسط شديد التأين (البلازما) .

ويحتل تداخل الامواج المتساوية في تواترها مكانة خاصة في دراسة التأثـير المتبادل للإشعاعات الضوئية . وعند تداخل موجتين ضوئيين او اكثر فإننا نلاحظ حالتين ؛ ففي الحالة الاولى نجد أن تداخل عدد من الامواج التي لها التواتر نفسه يؤدي الى تجميع شدات تلك الامواج في جميع النقاط . أما في الحالة الثانية

فالأمر أعقد من ذلك حيث تكون شدة الموجة المحصلة في بعض النقاط اكبر من مجموع شدات الامواج المتداخلة وفي بعضها الآخر اقل منه . وهمنا الآن أن ندرس اسباب هذا التباين . ولندرس ذلك في حالة تـــداخل موجتين كهرطيسيتين صادرتين عن منبعين مختلفين .

لتكن هاتان الموجتان مستقطبتين خطياً وتنتشران توازياً باتجاه واحـــد . ونفرض للسهولة أن للموجتين سعتان متساويتان تكون معادلاتها في نقطة التداخل من الشكل :

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= E_0 \sin(\omega t + \Phi_1) \\ E_2 &= E_0 \sin(\omega t + \Phi_2) \end{aligned}\right\} \qquad (3 = 1)$$

حيث E_1 , E_2 القيم الآنية (اللحظية) لشدات الحقل الكهربائي لكل من الموجتين و E_0 – سعات الشدات ، ω التواتر الزاوي ، Φ_1 ، Φ_2 – قيم الاطوار الابتدائية للموجتين . وحسب مبدأ التوضع فان :

$$E = E_1 + E_2 = E_0[\sin(\omega t + \Phi_1) + \sin(\omega t + \Phi_2)] \qquad (3 - 2)$$

وتأخذ الموجة المحصلة الشكل

$$E = E^0 \sin(\omega t + \Phi) \qquad (3-3)$$

ومن (2) ، (3) نجد :

$$E^0 \sin \omega t \cos \Phi + E^0 \cos \omega t \sin \Phi =$$

$$= E_0 (\sin \omega t \cos \Phi_1 + \cos \omega t \sin \Phi_1 + \sin \omega t \cos \Phi_2 +$$

$$+ \cos \omega t \sin \Phi_2)$$

وتكون المساواة السابقة صحيحة فيما لو تحققت الشروط :

$$\left.\begin{array}{l} E^0 \sin \omega t \cos \Phi = E_0 \sin \omega t (\cos \Phi_1 + \cos \Phi_2) \\ E^0 \cos \omega t \sin \Phi = E_0 \cos \omega t (\sin \Phi_1 + \sin \Phi_2) \end{array}\right\} \quad (3-4)$$

ولنأخذ مربعات أطراف العلاقات (4 — 3) اليمنى واليسرى ولنجمع فنجد :

$$E^{02} = E_0^2 + E_0^2 + 2 E^2_0 \cos (\Phi_1 - \Phi_2) \qquad (3-5)$$

وكما ذكرنا في الفصل الأول، فإن طاقة الموجة الكهرطيسية تتناسب طرداً مع مربع سعة الاهتزازة لمتجهة الحقل الكهربائي للموجة المذكورة . ولهذا غالباً ماتميز الموجة الضوئية بشدتها I . في هذه الحالة المدروسة لتداخل موجتين كهرطيسيتين في الشروط المذكورة تكون شدة الموجة المحصلة :

$$I \sim E^{02} \qquad (3-6)$$

وشدات الأمواج الابتدائية (أو المتداخلة)

$$I_0 = I_1 = I_2 \sim E_0^2 \qquad (3-7)$$

وبذلك نستطيع إعادة كتابة العلاقة (5 — 3) على الشكل :

$$I = 2 I_0 [1 + \cos (\Phi_1 - \Phi_2)] \qquad (3-8)$$

ومن أجل $\Phi_1 - \Phi_2 = 0$ أو $2 K \pi$ حيث K — عدد صحيح ، فإن الشدة المحصلة تملك نهاية عظمى $I = 4 I_0$. ولو كان $\Phi_1 - \Phi_2 = \pi$ أو $(2 K + 1) \pi$ فإن الشدة المحصلة تملك نهاية صغرى $I = 0$. وعند القيم الوسطية لفرق الطور $\Phi_1 - \Phi_2$ فإن للشدة المحصلة قيماً وسطية بين القيم المبينة أعلاه . وهكذا

فإن نتيجة تداخل موجتين ضوئيتين « فرق الطور بينهما يحافظ على قيمته الثابتة مع الزمن ، ويمكنه أن يتغير بصورة متلازمة مع شروط التجربة » ، تكون شدة الموجة المحصلة اكبر من مجموع شدات الامواج الابتدائية فيما لو اخــذ الفرق $\Phi_1 - \Phi_2$ قيماً في حدود $2K\pi , 2K\pi \pm \frac{\pi}{3}$ ، أو يكون أصغر فيما لو كان $\Phi_1 - \Phi_2$ ذا قيم أخرى .

والمنابـع الضوئية التي من أجلها فرق الطور مستقل عن الزمن ، والتي تحقق تداخلاً فيما بينها بحيث يبقى هذا التداخل ثابتاً مع الزمن ، تسمى بالمنابــع المترابطة .

- أما إذا تغير الفرق $\Phi_1 - \Phi_2$ بصورة عشوائية مع الزمن بتواتر كبير من مرتبـة $\frac{1}{\tau}$ حيث (τ زمن تهيج الذرة) فإن وسطي $\cos(\Phi_1 - \Phi_2)$ مع الزمن يساوي الصفر . وشدة المحصلة في هذه الشروط تساوي :

$$I = 2 I_0 \qquad (3-9)$$

أي أنها تساوي المجموع العادي للشدتين الابتدائيتين . وبما أن المشاهـد للوحة التداخلية لايستطيع أن يميزها في الوقت الذي يتغير فيه وضع النهايات العظمى والصغرى نسبياً بسرعة كبيرة في الفراغ ؛ فإنه (أي المشاهد) يرى إضاءة وسطية مع الزمن دون نهايات عظمى وصغرى شدتها تساوي $2I_0$ ؛ والمنابع التي لاتحقق الشروط المذكورة آنفاً تسمى المنابع غير المترابطة .

ولذلك فإن أي منبعين للضوء مستقلين بعضهما عن البعض الآخر هما غير مترابطين حكماً ، وبالتالي لايصلحان كمنبعين للحصول على التداخل .

ومن أجل الحصول على حزمتين ضوئيتين أو أكثر مترابطتين فيما بينهما ، يجب أن تنطلقا من منبع واحد فقط . ولكن هذا الشرط الصارم أصبح غير ملزم في فيزياء الليزر . وللترابط حالتان هما :

أولاً : الترابط المكاني ، ثانياً : الترابط الزماني :

ومن أجل فهم ذلك نعود الى نظرية الامتصاص والإصدار الفوتوني ، لنجد فيها ، أن الذرة تصدر في زمن قدره τ فوتوناً تواتره محدد بالعلاقة :

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

وبعد زمن آخر τ تصدر الذرة نفسها فوتوناً آخر تواتره :

$$E'_2 - E'_1 = h\nu'$$

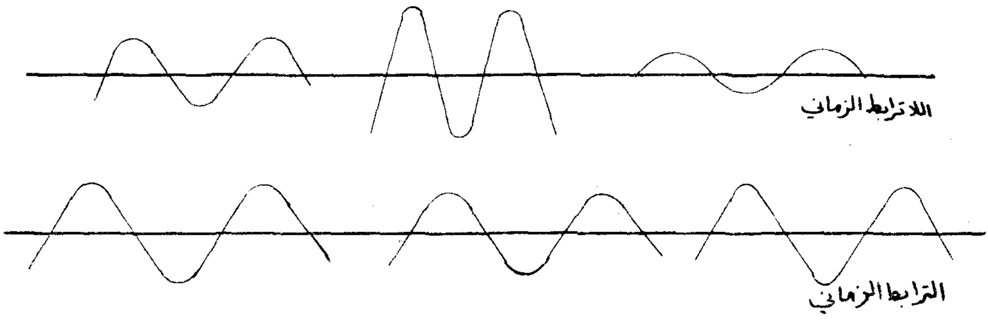
أي أن الذرة تصدر قطارات موجية (فوتونات) مختلفة في أطوارها وتواترها ، أي أنها غير مترابطة .

ويدعى الزمن τ عمر الترابط . كما أن طول قطار الأمواج ΔL يدعى طول الترابط .

فإذا كان لدينا منبع (أي عدد كبير جداً من الذرات) ، فإن القطارات الموجية الصادرة عن ذراته غير مترابطة بصورة عامة ؛ وإذا تلاقت أعطت شدة وسطية قدرها $I = I_1 + I_2$.

ولا نستطيع ملاحظة التداخل إلا إذا حدث نتيجة تراكب موجتين مترابطتين آنياً بشكل إحصائي ؛ فالمنابع النقطية تصدر أمواجاً غير مترابطة

بصورة عامة ، إلا إذا كانت قطارات هذه المنابع لاتعاني تغيراً عشوائيـاً في السعة والطور ؛ أي أنها مترابطة زمانياً) كما نلاحظ من الشكل (3 - 3) .



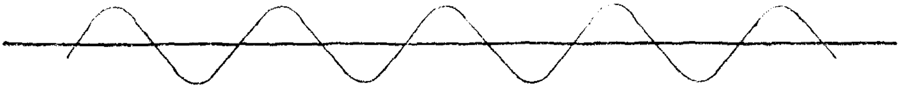
الشكل (3 - 3)

ـ والمنبعان النقطيان المستقلان والمتساويان في التواتر ، يصدران أمواجـاً غير مترابطة زمانياً بصورة عامة كل على حدة :

$$E_1 = E_0 \cos (\omega t - \varphi_1) \text{ و } E_2 = E'_0 \cos (\omega t - \varphi_2)$$

أي أن تغيرات φ_1 ، φ_2 ، E_0 ، E'_0 عشوائية ، وبالتالي تكون الشدة الحاصلة بعد التراكب وسطية تساوي المجموع الجبري للشدتين ؛ (أي ليس هناك لوحة تداخلية) وعندئذ يقال : إن المنبعين غير مترابطين مكانياً . أما اذا كان فرق الطور φ بينهما ثابتاً مع الزمن ، حتى لو كانت القطارات الموجيـة الصادرة عنهما غير مترابطة زمانياً من منبعها فإنهما يعطيان تداخـلاً . لأن أي تغـير في الطور بالنسبة للمنبع الأول يرافقه التغير نفسه بالنسبة للمنبع الثـاني .

ويدل الشكل (4 – 3) على الموجة المترابطة مكانياً .



الشكل (4 – 3)

وللحصول على لوحة تـــداخلية لابد أن تكون الموجتان المتراكبتان (المتداخلتان) متساويتين في التواتر ومتفقتين في المنحى ، وصادرتـين من منبعين مترابطين مكانياً بشكل دائم . ويمكن تحقيق ذلك ، إذا كان المنبعان ناتجين من منبع واحد بالنسبة للمنابع التقليدية (أي غير الليزية) .

فعندما يطرأ أي تغير في الطور في المنبع الاسامي ، يرافقه التغير نفسه في المنبعين الثانويين بحيث يبقى فرق الطور ثابتاً مع الزمن .

إن درجة الترابط المكاني في نقطة ما من الوسط الذي تنتشر فيه الموجة يعطى بالعلاقة :

$$\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

والحد الأقصى لـ γ هو الواحد . آخذين بعين الاعتبار أن I_{max} و I_{min} هي الشدات العظمى والشدات الصغرى على التوالي في المنحني الذي يميز تغيرات I بدلالة X مثلا ، في مستوي النقطة المرصودة .

وسندرس فيما يلي ظاهرة التداخل بأشكالها المختلفة ، وكيفية الحصول على

حزم ضوئية مترابطة .

2 - 3 نظرية التداخل :

إذا خلت منطقة الحقلين الكهربائي والمغناطيسي من الشحنات والتيارات الكهربائية فإن :

$$j = 0 \quad \text{و} \quad \rho = 0$$

وتأخذ معادلات ماكسويل كما رأينا سابقاً الأشكال :

$$\left.\begin{aligned} \nabla^2 . E - \frac{\varepsilon \mu}{C^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \\ \nabla^2 H - \frac{\varepsilon \mu}{C^2} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (3-10)$$

حيث :

$$v = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$$

وإذا كانت المنطقة المذكورة الخالية من الشحنات والتيارات الكهربائية متجانسة ، فإن كل مركبة من مركبات الحقلين الكهربائي والمغناطيسي من الشكل $V(r, t)$ تحقق المعادلة الموجية المتجانسة .

$$\nabla^2 V - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0 \qquad (3-11)$$

وذلك استناداً للمعادلات (3 — 10) .

ولنبحث الآن في حل بسيط للمعادلة (11 – 3) .

[illegible]

S ، في هذه الحالة يكون :

$$r \cdot \mathbf{S} = \zeta \qquad (3-13)$$

وكذلك :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial \zeta} S_x \text{ و } \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial V}{\partial \zeta} S_y \text{ و } \frac{\partial V}{\partial Z} = \frac{\partial V}{\partial \zeta} \cdot S_z \qquad (3-14)$$

وهكذا نجد بسهولة أن :

$$\nabla^2 V = \frac{\partial^2 V}{\partial \zeta^2} \qquad (3-15)$$

وبالتالي تكتب المعادلة (11—3) على النحو :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \zeta^2} - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0 \qquad (3-16)$$

وإذا وضعنا :

$$\zeta - v\,t = p \text{ و } \zeta + v\,t = q \qquad (3-17)$$

فإن (16—3) تأخذ الشكل :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial p\, \partial q} = 0 \qquad (3-18)$$

وهكذا فالحل العام للمعادلة الاخيرة يأخذ الشكل :

$$V = V_1(p) + V_2(q) = V_1(r \cdot S - vt) + V_2(r.S + vt) \qquad (3-19)$$

حيث V_1 و V_2 : توابع اختيارية .

ان حقل الموجة المستوية هو أبسط الحقول الكهرطيسية . ففي هـــذه الحالة تكون كل مركبة من مركبات الحقل ، وبالتالي أشعة الحقلين E و H متعلقة فقط بالمتحول $u = r.S - vt$ أي :

$$\left.\begin{aligned} E &= E(r.S - vt) \\ H &= H(r.S - vt) \end{aligned}\right\} \qquad (3-20)$$

حيث ينطبق S على منحى الانتشار .

فإذارمزنابنقطة للمشتق بالنسبة للزمن،وبفتحة للمشتق بالنسبة لـ u . فإننا نجد :

$$\dot{E} = -v E'$$

$$(\text{rot } E)_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial Z} = E_z' S_y - E_y' S_z \qquad (3-21)$$

$$= (S \times E')_x$$

فإذا وضعنا هذه العبارات في معادلات ماكسويل .

$$\text{rot } H - \frac{1}{C} \dot{D} = \frac{4\pi}{C} j$$

$$\text{rot } E + \frac{1}{C} \dot{B} = 0$$

بحيث تكون $j = 0$

وحيث $B = \mu H$ و $D = \varepsilon E$ فإننا نحصل على :

$$\left.\begin{aligned} S \times H' + \frac{\varepsilon v}{C} E' &= 0 \\ S \times E' - \frac{\mu v}{C} H' &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (3-22)$$

وإذا فرضنا أن الثابت يساوي الصفر بعد إجراء التكامل أي (اهمال الحقل الثابت في كل الفراغ) .

وأن

$$\frac{v}{C} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$$

فإننا نحصل بعد اجراء التكامل على العلاقات :

$$\left.\begin{aligned} E &= -\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \, (S \times H) \\ H &= \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \, (S \times E) \end{aligned}\right\} \qquad (3-23)$$

واذا ضربنا طرفي (23 – 3) بـ S فاننا نجد :

$$E . S = H . S = 0 \qquad (3-24)$$

أي أن الجداء السلمي لـ E و S و H و S معدوم وهذا مايؤكد أن شعاعي الحقلين الكهربائي والمغناطيسي متوضعان في مستويات عمودية على منحى الانتشار S .

ونجد من (23 – 3) و (3–24) أن E و H و S تشكل ثلاثية يمنى (جملة إحداثيات يمنى متعامدة) ونجد من (23–3) أيضاً أن :

$$\sqrt{\mu} \cdot H = \sqrt{\varepsilon} \cdot E \qquad (3-25)$$

حيث $E = |\mathbf{E}|$ و $H = |\mathbf{H}|$

ولننظر الآن في كمية الطاقة التي تجتـاز واحدة السطح في واحدة الزمن عمودياً على منحى الانتشار .

فلنتصور اسطوانة حيث يوازي محورها المحور S ، ومساحة مقطعها تساوي الواحد . في هذه الحالة تكون كمية الطاقة التي تجتاز قـــاعدة الاسطوانة في واحدة الزمن أي تدفق الطاقة) مساوية الطاقة الموجودة في جزء الاسطوانة التي حجمها يساوي v وبالتالي فإن هذا التدفق يساوي v W .

حيث W : كثافة الطاقة . وانطلاقاً من العلاقات (16 — 3) وكذلك من العلاقات :

$$\left.\begin{aligned} W_e &= \frac{1}{8\pi} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \\ W_m &= \frac{1}{8\pi} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \end{aligned}\right\} \qquad (3-26)$$

فإن كثافة الطاقة تعطي على النحو التالي :

$$W = \frac{\varepsilon}{4\pi} E^2 = \frac{\mu}{4\pi} \cdot H^2 \qquad (3-77)$$

من جهة اخرى واعتماداً على العلاقة :

$$S = \frac{C}{4\pi} E \times H$$

فإن شعاع بوينتنغ يساوي :

$$\vec{S} = \frac{C}{4\pi} E.H. \vec{s} = \frac{C}{4\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E^2 . \vec{s}$$

$$= \frac{C}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} . E^2 . \vec{s} \qquad (3-28)$$

وبمقارنة (3–27) و (3–28) نجد :

$$\vec{S} = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon \mu}} W. \vec{s} = vW \vec{s} \qquad (3—29)$$

أي أن شعاع بوينتنغ يمثل تدفق الطاقة بالمقدار والاتجاه (اتجـــاه الانتشار) .

وقد مكنتنا المعادلات الأساسية للنظرية الكهرطيسية من القول : إن تغير الشدة في الحزمة الضوئية بتقريب ما ، يوصف كتابـع مساحة للمقطع العرضاني لأنبوبة الحزمة الضوئية . وعند انضمام حزمتين ضوئيتين أو أكثر ، فإن توزع الشدة في الحالة العامة لايمكن وصفه بأي حال من الأحوال بهذه السهولة. وهكذا ، اذا جزأنا الضوء من منبـع واحد بجهاز خاص إلى حزمتين وقمنا بعد ذلك بضمها إلى بعضها بعضاً ، فان الشدة في منطقة الانضمام تتغير من نقطة الى اخرى ، بالغة نهاية عظمى أكبر من مجموع شدتي الحزمتين ، ونهايـــة

صغرى يمكن أن تساوي الصفر ؛ وتدعى هذه الظاهرة بالتداخل . وسنرى فيما بعد ، ان انضمام حزمتين وحيدتي اللون يؤدي الى الظاهرة المذكورة . ولكن الضوء من المنابـع الطبيعية ، لايمكن ان يكون وحيد اللون بشكل مطلق . ذلك ما وجدناه من نظرية البنية الذرية للعناصر ؛ وهكذا فان سعته وطوره يتغيران بشكل مستمر ، وبسرعة ، بحيث لاتستطيـع العين المجردة ولا الكاشف الفيزيائي العادي أن يتبعا تلك التغيرات .

ولو حصلنا على حزمتين ضوئيتين من منبع واحد ، فان التغيرات الحاصلة فيهما مرتبطة بعضها مع بعض بشكل من الاشكال .

ويدعى هذا النوع من الحزم ، بالحزم المترابطة كلياً أو جزئياً . (راجع بحث الترابط المكاني والترابط الزماني) . ولكن التغيرات في الحزم الضوئية الناشئة عن منابـع مختلفة ، غير مرتبطة اطلاقاً مع بعضها بعضاً ، ويقال بأن تلك الحزم غير مترابطة . وهناك طريقتـــان للحصول على الحزم الضوئية القابلة للتداخل من منبع ضوئي وحيد . ففي أحديهما تجزأ الحزمة الأساسية الى حزمتين بواسطة ثقبين صغيرين وقريبين جداً من بعضهما بعضاً ، وتدعى هـذه الطريقة طريقة تجزئة صدر الموجة . وهي صالحة في حالة المنابـع الصغيرة. أما في الطريقة الثانية ، فالحزمة تجزأ بواسطة سطح واحد أو عدة سطوح عاكسة جزئياً وكاسرة جزئياً . وتدعى هذه الطريقة ـ طريقة تجزئة السعة . وهي اكثر اهمية من سابقتها ، وتصلح في حالة المنابـع الكبيرة .

ولنبحث الآن ظاهرة التداخل في حالة موجتين وحيدتي اللون . إن شدة الضوء I هي القيمة الوسطية لكمية الطاقة الضوئية التي تجتاز واحدة المساحة

في واحدة الزمن (أي تدفق الطاقة) عمودياً على منحى ذلك التدفق .

ومن أجل موجة مستوية وفق (28—3) و (29—3) نجد :

$$I = v <W> = \frac{C}{4\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot <E^2> = \frac{C}{4\pi}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cdot <H^2> \qquad (3-30)$$

وبما أننا سنقارن الشدات في الوسط نفسه ، فان بإمكاننا اعتبار المقدار $<E^2>$ قياساً للشدة . وغالباً مانستخدم الموجة وحيدة اللون ؛ لذا نتصور الشعاع E للموجة على النحو التالي :

$$E(r,t) = R_e \{A(r) . exp(-i\omega t)\}$$

$$= \tfrac{1}{2}[A(r).exp(-i\omega t) + A^*(r).exp(i\omega t)] \qquad (3-31)$$

حيث A : شعاع عقدي ذو احداثيات ديكارتية .

$$A_x = a_1(r) . exp[i g_1(r)] \text{ و } A_y = a_2(r) . exp[i g_2(r)]$$

$$A_z = a_3(r) . exp[i g_3(r)] \qquad (3-32)$$

حيث : a_j و g_j ($j = 1, 2, 3$) توابع حقيقية ومن أجل موجة مستوية متجانسة تكون السعة a_j ثابتة عندما تكون توابع الطور g_j على النحو :

$$g_j(r) = K . r - \delta j \qquad (3-33)$$

حيث K : الشعاع الموجي ، و δ_j : الثوابت الطورية التي تحدد وضع

الاستقطاب . وهكذا من (31 – 3) نجد :

$$E^2 = \frac{1}{4} (A^2.\exp [- 2i\omega t] + A^{*2} . \exp [2 i \omega t] + 2 A . A^*)$$
(3 – 34)

والقيمة الوسطية بالنسبة للزمن الذي يساوي مضاعفـــات $T = 2\pi/\omega$ تساوي :

$$< E^2 > = \frac{1}{2} A . A^* = \frac{1}{2} (| A_x |^2 + | A_y |^2 + | A_z |^2)$$

$$= \frac{1}{2} (a^2_1 + a^2_2 + a_3^2) \qquad (3-35)$$

ولنفرض الآن أن موجتين وحيدتي اللون E_1 و E_2 تتراكبان أو تنضمان الى بعضها بعضاً في نقطة ما مثل P من الفراغ ، فإن المحصلة :

$$E = E_1 + E_2 \qquad (3-36)$$

أو :

$$E^2 = E^2_1 + E^2_2 + 2 E_1 . E_2 \qquad (3-37)$$

– وهكذا فان الشدة الكلية في النقطة P تساوي :

$$I = I_1 + I_2 + J_{12} \qquad (3-38)$$

حيث :

(3 – 39) $I_2 = < E^2_2 >$ و $I_1 = < E_1^2 >$ شدتي كل من الموجتين

$$J_{12} = 2 < E_1 \cdot E_2 > \qquad (3-40)$$

ويدعى عامل التداخل . لتكن A و B : سمات عقديـة الموجتين على التوالي حيث :

$$A_x = a_1 e^{i g_1} \quad , \ldots \text{ و } \quad B_x = b_1 e^{i h_1} \quad , \ldots \qquad (3-41)$$

وتكون الاطوار g_j و h_j للموجتين بصورة عامة مختلفة ، لأنهما تصلان الى P بطريقتين مختلفتين . ولكن اذا كانت شروط التجربة تسمح بأن يكون مابين المركبات المتقابلة فرق الطور δ نفسه فإن :

$$g_1 - h_1 = g_2 - h_2 = g_3 - h_3 = \delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta \varphi \qquad (3-42)$$

حيث $\Delta \varphi$: فرق المسير الضوئي بين الموجتين بدءاً من المنبع وحتى النقطة P و λ_0 :

طول الموجة في الخلاء .

فاذا عبرنا عن الجداء $E_1 . E_2$ من خلال A و B نجد وفق (3-31) :

$$E_1 \cdot E_2 = \frac{1}{4} . [A . \exp(-i\omega t) + A^* . \exp(i\omega t)] X.$$

$$X [B . \exp(-i\omega t) + B^* . \exp(i\omega t)] \qquad (3-43)$$

وبالتالي :

$$J_{12} = 2 < E_1 . E_2 > = \frac{1}{2} (A . B^* + A^* . B) =$$

$$= a_1 b_1 \cos (g_1 - h_1) + a_2 b_2 \cos (g_2 - h_2) + a_3 b_3 \cos (g_3 - h_3)$$

$$= (a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3) \cos \delta \qquad (3—44)$$

– ويتبين من هذا ان عامل التداخل يتعلق بسعات المركبات وفرق الطور بين الموجتين . نفرض ان الموجتين المتداخلتين تنتشران وفق المنحى Z ، وان الشعاع E للموجة الاولى يتوضع في المستوي XZ ، وللثانية في المستوى YZ عندئذ :

$$(3—45) \quad (\text{مسقط الثانية على x}) \quad b_1 = 0 \quad , \quad a_2 = 0 \quad (\text{مسقط الاولى على y})$$

وهكذا نجد من (3-44) ان :

$$J_{12} = a_3 . b_3 . \cos \delta \qquad (3—46)$$

وبما ان فرنل وأراغو قد برهنا عملياً ان حزمتين ضوئيتين مستقطبتين بزاوية قائمة بينهما لايمكن ان تتداخلا ، فهذا يعني ان الاهتزازات الضوئية هي اهتزازات عرضية . ولإثبات ذلك رياضياً نضع :

$$a_3 = b_3 = 0 \qquad (3—47)$$

اي ان اشعة الحقول الكهربائية لكلا الموجتين متعامدة مع المنحى Z .

او بكلام آخر يجب ان تكون الاشعة الضوئية عرضية ، وبالتالي لايحدث التداخل $J_{12} = 0$.

ويتفق هذا الاستنتاج مع استنتاجات سابقة من النظرية الكهرطيسية . لننظر الآن في توزع الشدة نتيجة تراكم او انضمام موجتين منتشرتين وفق

المنحى oZ . ولتكن كل منها مستقطبة خطياً ، والشعاع E ينطبق مع المنحى ox ؛ عند ذلك :

$$a_2 = a_3 = b_2 = b_3 = 0 \qquad (3-48)$$

وبالاستعانة بـ (36–3) و (39–3) و (40–3) و (34–3) نجد :

$$\left.\begin{aligned} & I_1 = \frac{1}{2} a_1^2 \quad و \quad I_2 = \frac{1}{2} b_1^2 \\ & J_{12} = a_1 . b_1 . \cos\delta = 2\sqrt{I_1 . I_2 .} \cos\delta \end{aligned}\right\} \qquad (3-49)$$

وهكذا فان الشدة الكاملة وفق (38–3) تأخذ الشكل :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2 .} \cos\delta \qquad (3-50)$$

– ومن الواضح ان النهايات العظمى للشدة تساوي :

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 . I_2} \qquad (3-51)$$

وتظهر عندما تكون :

$$|\delta| = 0 \; , \; 2\pi \; , \; 4\pi \; , \ldots$$

– اما النهايات الصغرى فانها تساوي :

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 . I_2} \qquad (3-52)$$

وتظهر عند :

$$|\delta| = \pi \; , \; 3\pi \; , \ldots$$

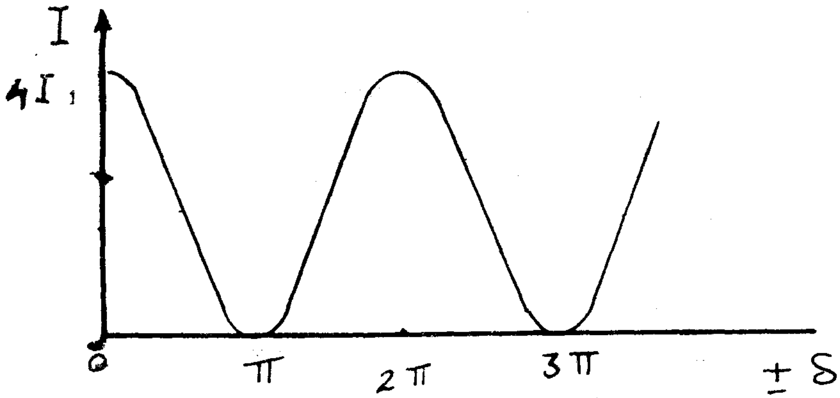
وفي حالة خاصة إذا كانت $I_1 = I_2$ فإن (50 - 3) تأخذ الشكل :

$$I = 2\,I_1 (1 + \cos\delta) = 4\,I_1 . \cos^2\frac{\delta}{2} \qquad (3-53)$$

وتتغير الشدة من القيمة الصغرى $I_{min} = 0$ حتى القيمة العظمى

$$I_{max} = 4\,I_1$$

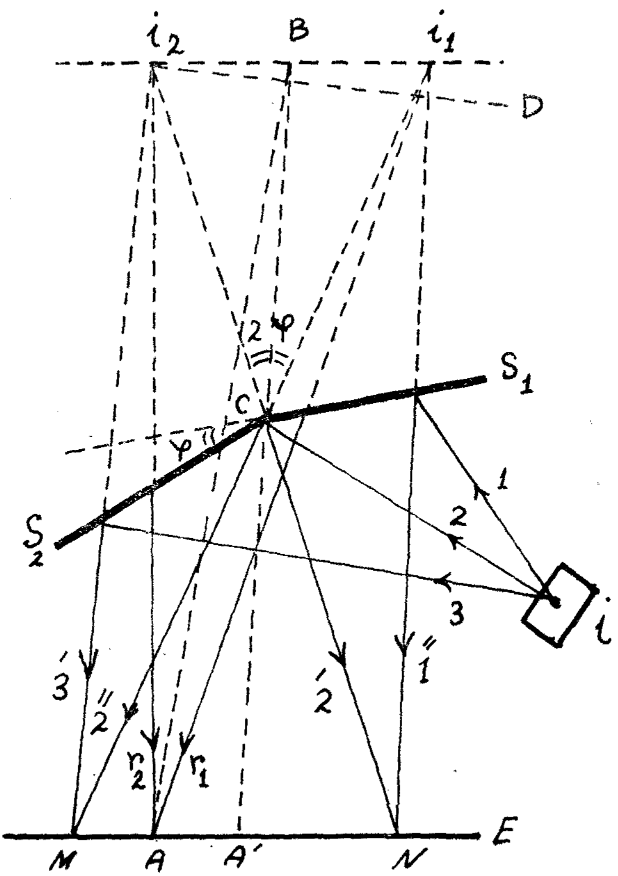
كما في الشكل التالي :



الشكل (6 - 3)

3-3 تجربة فرنل :

كانت تجربة فرنل في الحصول على لوحة تـــداخلية من أوضح الأشكال التجريبية وذلك عن طريق انعكاس الضوء على مرآتين سميتا فيما بعد « بمرآتي فرنل » . والشكل (7-3) يبين مخطط التجربة حيث وضعت المرآتان S_1 , S_2 مع بعضهما بعضاً بزاوية منفرجة قريبة من 180^0 . فالضوء النافـذ من



الشكل ٧ — 3

الحجرة المعتمة ذات الفتحة الضيقة يسقط على المرآتين S_2 , S_1 . وبعد الانعكاس عليهما يسير الضوء بطريقين ″2 , ″1 (عن المرآة S_1) ، و ′3 , ′2 (عن المرآة S_2) واللذان يتراكبان مع بعضهما بعضاً على الحـــاجز E في المنطقة MN ليشكلان فيهـــا لوحة تداخلية على شكل نهـايات للشدة ، عظمى وصغرى ، متناوبة ، أي أهدابـــاً مضيئة ومظلمة . ويمكن اعتبار الحزمتين الضوئيتين

المنعكستين على S_1 , S_2 كما لو أنهما صادرتان عن منابع وهميـــة للضوء i_1 , i_2 واللذان هما بالوقت نفسه خيالا i الوهميان بالنسبة لـ S_1 , S_2 . وهذان المنبعان i_1 , i_2 مترابطان ، لأن أي تغير في طور احدهما يتبعه التغير نفسه في الآخر ، بسبب كون المنبع الأساسي i واحد ؛ وهـــذا يعني أن فرق الطور بينهما ثابت مع الزمن .

فلو أخذنا النقطة A كمثال للحصول على فرق المسير (حيث A تقع على الحاجز E) وحيث يمكننا اختيار الاطوار الابتدائية مساوية الصفر (بطريقة اختيار بداية الحساب) ، فإن Φ_1 , Φ_2 من العلاقـــة (1 — 2) تتحدد فقط بالمسيرين $r_1 = i_1 A$ و $r_2 = i_2 A$ ويكون :

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{2\pi}{\lambda}\, r_1 \\ \Phi_2 &= \frac{2\pi}{\lambda} . r_2 \end{aligned}\right\} \qquad (3-54)$$

ومنه :

$$\Delta \Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) \qquad (3-55)$$

والمقدار $r_1 - r_2$ يسمى فرق المسير ولنرمز له بالحرف γ أي $\gamma = r_1 - r_2$.
وبالتالي فإن العلاقة (8–3) تأخذ الشكل :

$$I = 4\, I_0 \cos^2 \frac{\Delta\Phi}{2} = 4\, I_0 \cos^2 \frac{\pi\, \gamma}{\lambda} \qquad (3-56)$$

حيث : $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$.

والنهايات العظمى $I = I_{max} = 4 I_0$ عندما $\Delta\Phi = 2K\pi$ أو

$$\frac{\Delta\Phi}{2} = K\pi$$

في هذه الحالة :

$$\frac{\pi\gamma}{\lambda} = K\pi$$

أو :

$$\boxed{\gamma = K\lambda} \qquad (3-57)$$

حيث K عدد صحيح ... $K = 0,1,2,3$. فمن أجل $K = 0$ يكون $\gamma = 0$ التي تميز النهاية العظمى للشدة في المركز . ومن اجل $K = 1$ نحصل على هدبين مضيئين متناظرين بالنسبة للهدب المركزي ، وهكذا دواليك . ونسمي K رتبة التداخل والشرط (3-57) يسمى شرط النهايات العظمى .

وبالطريقة نفسها من أجل الحصول على النهايات الصغرى (أو على الاهداب المظلمة) فإن الشرط يكون :

$$\gamma = (2K + 1)\frac{\lambda}{2} \qquad (3-58)$$

ويمكننا من الشكل السابق حساب $\gamma = r_1 - r_2$ حيث النقطة A' تقع في منتصف اللوحة التداخلية، وبالتالي فإن $r_0 = i\,C$, $\gamma = i_1 D$. ولنرمز لـ $A'C$ بالرمز l ولنعبر عن $i_1 C = i_2 C$ من خلال r_0 ؛ و $i_1 i_2 = 2\varphi r_0$ ولنرمز

للمقدار AA' بالرمز X ويكون المثلثان $i_1 i_2 D$, ABA' متكافئين حيث أضلاعهما متعامدة $i_1 i_2 \perp A'B$, $i_2 D \perp AB$ وبالتالي فإننا نكتب :

$$\frac{\gamma}{i_1 i_2} = \frac{AA'}{A\,B} = \frac{AA'}{A'\,B} = \frac{X}{A'B}$$

ومنه

$$\gamma = i_1\, i_2 \frac{X}{A'B}$$

ولكن :

$$i_1\, i_2 = 2\varphi\, r_0 \ , \ A'B = CB + A'C \approx r_0 + 1$$

اذن :

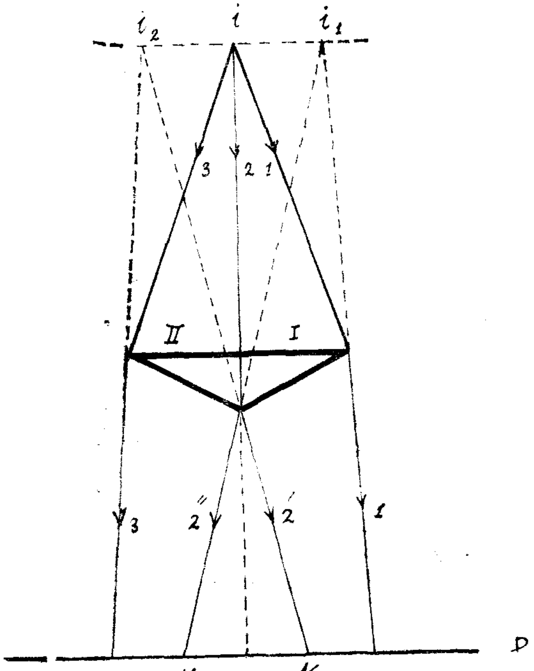
$$\gamma = \frac{2\, r_0\, \varphi\, X}{1 + r_0}$$

وبذلك نستطيع ان نحسب طول الموجة الضوئية الساقطة على المرآتين من المعطيات السابقة .

ويمكننا الحصول على حزمتين ضوئين مترابطتين بواسطة موشوري فرنل كما هو مبين في الشكل (8-3) ؛ حيث يلصق موشوران في قـــاعدتهما كي تكون زاوية الانكسار صغيرة جداً . ولا تختلف التجربة هنا عن سابقتها (في حالة المرايا) بقليل او كثير ، وربما كان من السهولة فقط اجراء التجربة . وكما نرى في الشكل (8 -3) فـــإن الضوء الصادر من المنبع i يسقط على الموشورين بحزمة متباعدة . فعلى الموشور الاول I تسقط الحزمـة 1,2 وعلى

الآخر الحزمة 2,3 ؛ وعند خروجها من الموشور الكلي تتحدد الحزمـــة الاولى بالاشعة "1,2 والثانية بالاشعة '2,3 وهاتان الحزمتان تتراكبان في المنطقة MN على الحاجز D وتعطي لوحة تداخلية .

هذا وقد حصلنا بهذه الطريقة على حزمتين مترابطتين كما لو انهما صادرتان عن منبعين وهمين i_2 , i_1 كما في الشكل (8-3) .

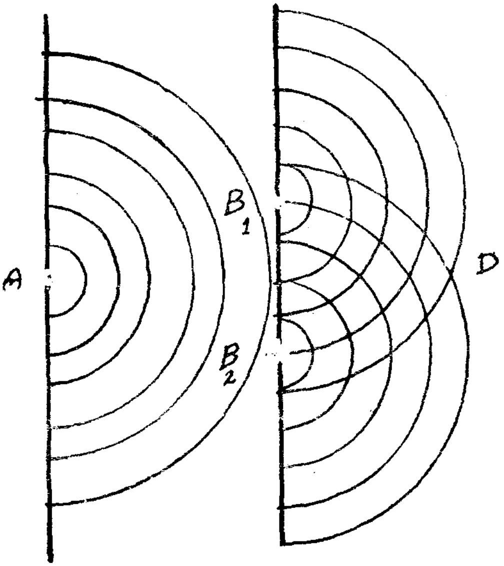


الشكل (8-3)

3-4 تجربة يونغ :

إن من أوائل الذين قاموا عملياً بتجربة للحصول على حزمتين ضوئيتين تداخليتين

هو العالم يونغ سنة 1802 ؛ وقد اجرى يونغ التجربة التالية : كما هو واضح من المخطط في الشكل (9—3) ، يضاء الثقب الصغير A الموجود في لوح معتم



الشكل (9— 3)

(غير شفاف) من منبع شديد الاضاءة ؛ فحسب مبدأ هويجنز (كما سنرى ذلك في بحث الانعراج بالتفصيل) يصبح الثقب المذكور منبعاً آخر للأمواج الصادرة على شكل أنصاف كرة ؛ وتسقط هذه الامواج على ثقبين صغيرين نسبياً B_1 , B_2 ، واللذين يصبحان بدورهما منبعين ثانويين للأمواج النصف كروية ، التي تتراكب مع بعضها بعضاً في المنطقة D . وبما ان المنبعين B_1 , B_2 يتلقيان الضوء من منبع واحد A ، فإنهما يصدران الامواج متساوية في أطوارها وسعاتها . والامواج الصادرة من B_1 , B_2 تلتقي في كل نقطة من المنطقة D بفرق في المسير يتحدد بالطريق المقطوع من قبل الامواج . وبذلك إما أن تقوي بعضها

بعضاً أو تضعفها ، وذلك متعلق بفرق المسير بينها . ولهذا نلاحظ تشكل مناطق مضيئة واخرى مظلمة .

ولننظر الآن بالتفصيل ، في الوقت الذي ذكرنا فيه سابقاً ، أن الامواج الكهرطيسية التي لها الدور نفسه ، تعطي نهايات عظمى للشدة ، إذا تراكبت في الفراغ وكان فرق الطور معدوماً او يساوي $2K\pi$ ، والذي يكافىء فرقاً في المسير :

$$\Delta = \pm K \lambda \qquad (3-59)$$

وتعطي نهايات صغرى عندما :

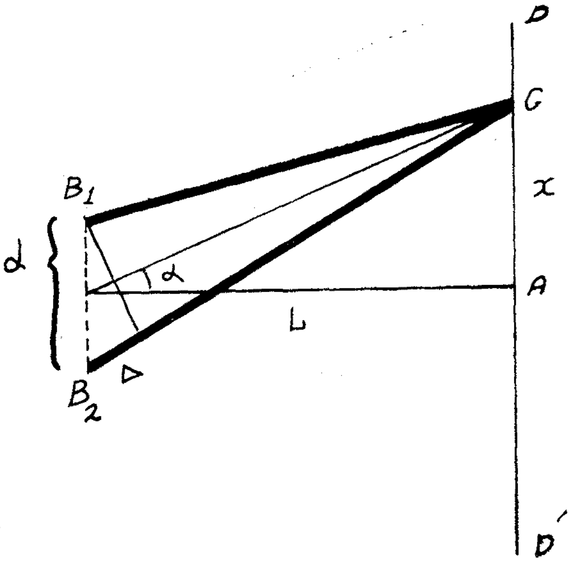
$$\Delta = \pm (2K + 1) \frac{\lambda}{2} \qquad (3-60)$$

كما رأينا ذلك بالتفصيل في تجربة فرنل .

– ليكن B_2 , B_1 منبعين نقطيين يقعان احدهما عن الآخر على مسافة قدرها d كما في الشكل (10 – 3) . وتتشكل الاهتزازات الموجية في النقطتين B_2 , B_1 حسب ما تقدم في طور واحد . ولنلاحظ نتيجة التداخل على اللوح $D D'$ الواقع على بعد L عن $B_1 B_2$ الكبير نسبياً بالمقارنة مع d . ولنحدد الآن فرق المسير Δ في النقطة C على الحاجز ، والتي تبعد عن منتصفه مسافة قدرها X .

وعندما يكون X,d أقل بكثير من L فإننا نجد أن :

$$\frac{\Delta}{d} = \frac{X}{L}$$



الشكل (10 — 3)

ومنه $\Delta = \frac{X}{L} d$ تتكون في النقطـــة C منطقـة مضيئـة فيما لو كان :

$$\Delta = \frac{X}{L} \cdot d = \pm K\lambda \qquad (3-61)$$

ومنطقة مظلمة فيما لو كان :

$$\Delta = \frac{X}{L} \cdot d = \pm (2K+1) \frac{\lambda}{2}$$

وبذلك تتوضع الاهداب المضيئة بدءاً من منتصف الحاجز (في النقطة A) على مسافات تساوي :

$$X = \pm K \frac{\lambda}{d} . L \qquad (3-62)$$

حيث ... $K = 0,1,2,3$. أما الاهداب المظلمة فتتوضع مابين الاهداب المضيئة.
والمسافة بين هدبين متجاورين مضيئين ΔX تساوي :

$$\Delta X = \frac{\lambda}{d} \cdot L \qquad (3-62a)$$

ويمكن تحديد وضع الاهداب المضيئة بواسطة الزاوية α حيث $\alpha = \frac{X}{L}$
أو حسب العلاقة (61 — 3) نجد :

$$\alpha = K \frac{\lambda}{d}$$

والمسافة الزاوية بين هدبين متجاورين مضيئين او مظلمين $\Delta\alpha$ تساوي :

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{d} \qquad (3-62b)$$

وواضح من (62 b — 3) أن $\Delta\alpha$ التي تساوي $\frac{\lambda}{d}$ يجب ان لاتكون صغيرة جداً ، لان ذلك يؤدي الى توضع الاهداب الداخلية بشكل متراص وكثيف ، مما يحول دون تمييز بعضها عن بعضها الآخر . وتبين التجربة انه من اجل تلافي ذلك يجب ان نأخذ B_1 و B_2 قريبين من بعضهما بعضاً ، بحيث يمكن تمييز الاهداب . فمن أجل $\Delta\alpha = 10^{-3}$ مثلاً ، فهذا يوافق مسافة بين الاهداب تساوي (1mm) من اجل $L = 1m$ و $d = 0,5$ mm .

وبما أن

$$\lambda = \Delta \alpha . d$$

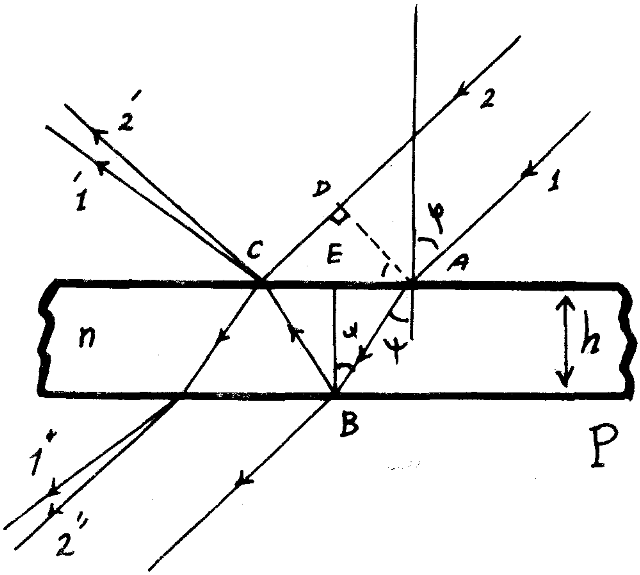
فان λ من مرتبة $5 . 10^{-5} Cm$ اي انها تكون صغيرة جداً .

ومن اجل الضوء الابيض تكون الاهداب ملونـــة ماعدا الهدب المركزي الذي من اجله $K = 0$ وعدد الاهداب قليلاً . اما من اجل ضوء وحيد اللون فان عدد الاهداب يكون اكبر من سابقه .

5 - 3 التداخل بالانعكاس والنفوذ :

الصفيحة الشفافة المتوازية الوجهين :

لنشرح في البداية بأي طريقة يمكن الحصول على حزمة او حزم ضوئيـة مترابطة بواسطة الانعكاس والانكسار للصفائح الرقيقة الشفافة والمتوازية الوجهين. وكما هو واضح من الشكل (3—11) ، فإن التداخل يحصل عـن طريق تفريق الاشعة ، بأخذ الانعكاس على الوجهين العلوي والسفلي للصفيحة ، ومن ثم تجميعها مرة ثانية في حالتي الانعكاس والانكسار . ففي حالة الانعكاس تتداخل الاشعة ′1 , ′2 ، أما في حالة البروز فإن الاشعة ″1 و ″2 تتداخل ايضاً . ومن أجل حل المسألة كمياً فلا بد من حساب فرق المسير بين الاشعة المتـداخلة . ومن اجل الاشعة المنعكسة فان الطريق الضوئي ABC تساوي $n (AB + BC)$ ؛ حيث n قرنية انكسار الصفيحة P وبالتالي يكون فرق المسير بـــالنسبة للاشعة ′1 و ′2 مساوياً :



الشكل (11 – 3)

$$\gamma = n\,(AB + BC) - CD$$

ومن الشكل (11 – 3) يمكن حساب γ ؛ وبذلك يكون :

$$\gamma = 2\,n\,h\cos\psi \qquad (3-63)$$

حيث h هو السمك الهندسي للصفيحة . وبتبديل ψ بدلالة φ فان العلاقة الاخيرة تأخذ الشكل :

$$\gamma = 2\,h\sqrt{n^2 - \sin^2\varphi} \qquad (3-64)$$

وتبين التجربة والنظرية معاً انه عند انعكاس الضوء عند حدود وسط بقرنية انكسار اكبر من قرنية انكسار الوسط الذي تنتشر فيه بعد الانعكاس ، فان الطور يقفز او بالأحرى يزداد بمقدار π . وهذه الزيادة تقابل فرقاً في

المسير بين '1 و '2 قدره $\frac{\lambda}{2}$ ، وبالتالي فان فرق الطور بين '1 , '2 يمكن ان يكتب بالشكل :

$$\Delta \Phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \gamma - \pi = \frac{4\pi nh}{\lambda} \cos\psi - \pi \qquad (3-65)$$

وشرط النهايات العظمى من اجل تداخل '1 , '2 في حالة الانعكاس هو :

$$\frac{2\pi\gamma}{\lambda} - \pi = 2K\pi$$

وبما ان $\gamma = 2nh\cos\psi$ فان :

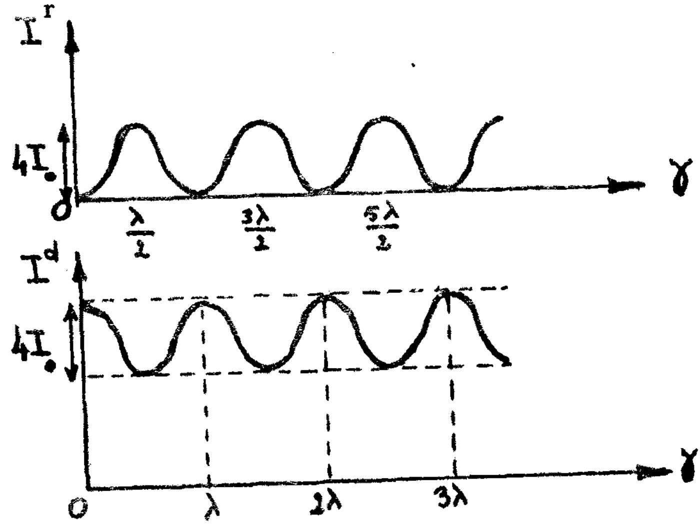
$$\gamma = 2nh\cos\psi = (2K+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (3-66)$$

حيث K – عدد صحيح .

اما من اجل الاشعة "1 , "2 (البارزة) ، فانه لايوجد زيادة او نقصان في فرق الطور ؛ ولهذا فان شرط النهايات العظمى في حالة البروز هو :

$$\gamma = 2nh\cos\Psi = K\lambda \qquad (3-67)$$

وهكذا فان لوحات التداخل في حالتي الانعكاس والـــبروز ذات صفة تبادلية . اي ان النهاية العظمى في حالة الانعكاس تقابل النهاية الدنيا في حالة البروز والشكل (12 – 3) يعطي صورة تخطيطية عن توزع شدات الضوء في الانعكاس I^r والنفوذ I^d حيث تمثل I^0 شدة الضوء الساقط على الصفيحـــة . وتكون اللوحة التداخلية في حالة الانعكاس اشد وضوحاً منها في حالة البروز



الشكل (12 – 3)

بسبب كون الاولى تنتج عن شدات متساوية للاشعة المتداخلة ، بينما لايتحقق ذلك في الثانية .

6 – 3 أهداب تساوي السماكة ـ حلقات نيوتن :

تكون الاهداب التداخلية واضحة كما ذكرنا في حالة الانعكاس ؛ (ونعني بكلمة الوضوح هنا التباين الشديد بين الاهداب المظلمة والمضيئة) .

لننظر الآن في حالة $\varphi = 0$ والتي من اجلها يكون شرط النهايات العظمى معطى في حالة الانعكاس حسب العلاقة (4–3) من الفقرة السابقة ٠

$$2\,n\,h = (\,2\,K + 1\,)\,\frac{\lambda}{2} \qquad (3-68)$$

والنهايات العظمى من أجل قيمة معينة لـ K تكون واحدة في كل مكان حيث h = Const . ولهذا فإنهم يسمون هذا النوع من التداخل (أهـــداب تساوي السماكة) . وتلاحظ عندما تسبح بقع الزيت على سطح الماء (وعلى الاخص بقع للنفط) ويبـــين الشكل (13 — 3) كيفية الحصول على حلقات نيوتن التداخلية .

وتنتج عندما توضع عدسة ذات نصف قطر تحدب كبير من (2m — 1) على سطح زجاجي مستو ، في هـــذه الحالة نحصل على إسفين هوائي مابين السطحين . وعند إضاءة العدسة والسطح معاً فـإن التداخل يحصل على شكل حلقات متمركزة ونقطة التماس بين العدسة والسطح تكون هي مركز الحلقات . وعنـد الإضاءة بمنبع وحيـد الـــلون نحصل على حلقات مضيئة وأخرى مظلمة .

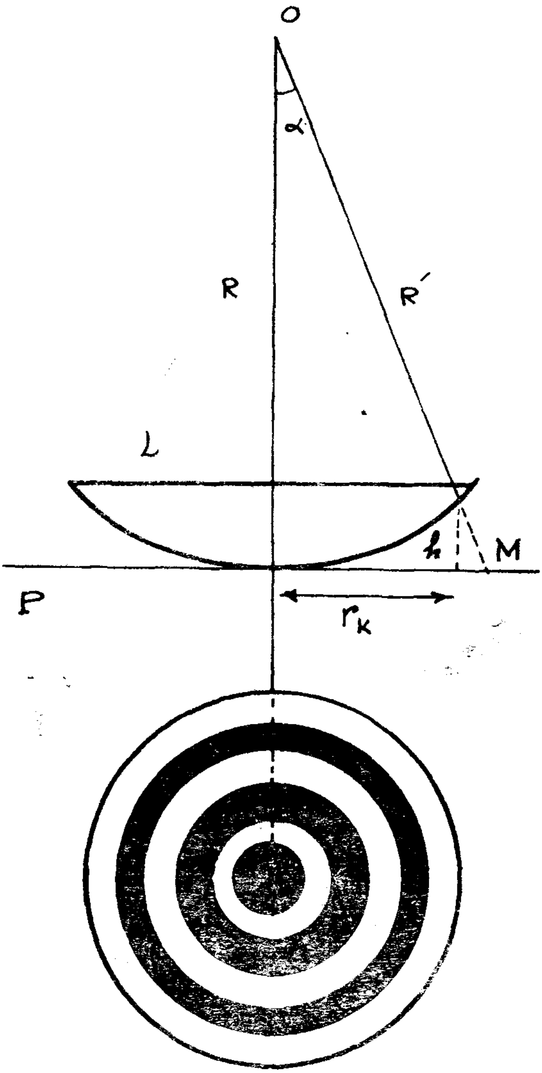
ولنرمز لنصف قطر تحـدب العدسة بـ R ، ولنصف قطر الحلقة التداخلية المضيئة بـ r_k ذات المرتبة K ، وللسمك بين العدسة والسطح من أجل K السابقة بـ h ، ومن النقطة o حتى النقطة M على الشكل بـ R′ . ولذلـــك من أجل قيمة صغيرة لـ α يكون :

$$R' \approx R + h$$

ومنه :

$$r^2_k = R'^2 - R^2 \approx (R + h)^2 - R^2$$

وبإهمال h^2 نحصل على :



الشكل (13 - 3)

$$r^2_k = 2 R h \qquad (3 - 69)$$

ومن (68 — 3) و (69—3) وبفرض أن n ≈ 1 نحصل على :

$$r^2_k = R\lambda (K + 1/2) \qquad (3-70)$$

وهي تحدد وضع الحلقات المضيئة . أما بالنسبة لأنصاف أقطار الحلقات المظلمة فإنها تعطى بـ :

$$r'^2_k = R\lambda K \qquad (3-71)$$

ومن أجل $r'_k = 0$ حيث $(K = 0)$ تتكون في مركز الحلقات بقعة مظلمة . ليكن مثلاً r'_k و r'_{k+1} نصفي قطري حلقتين مظلمتين متجاورتين فان :

$$r'^2_k = R\lambda K \quad و \quad r'^2_{k+1} = R\lambda(K+1)$$

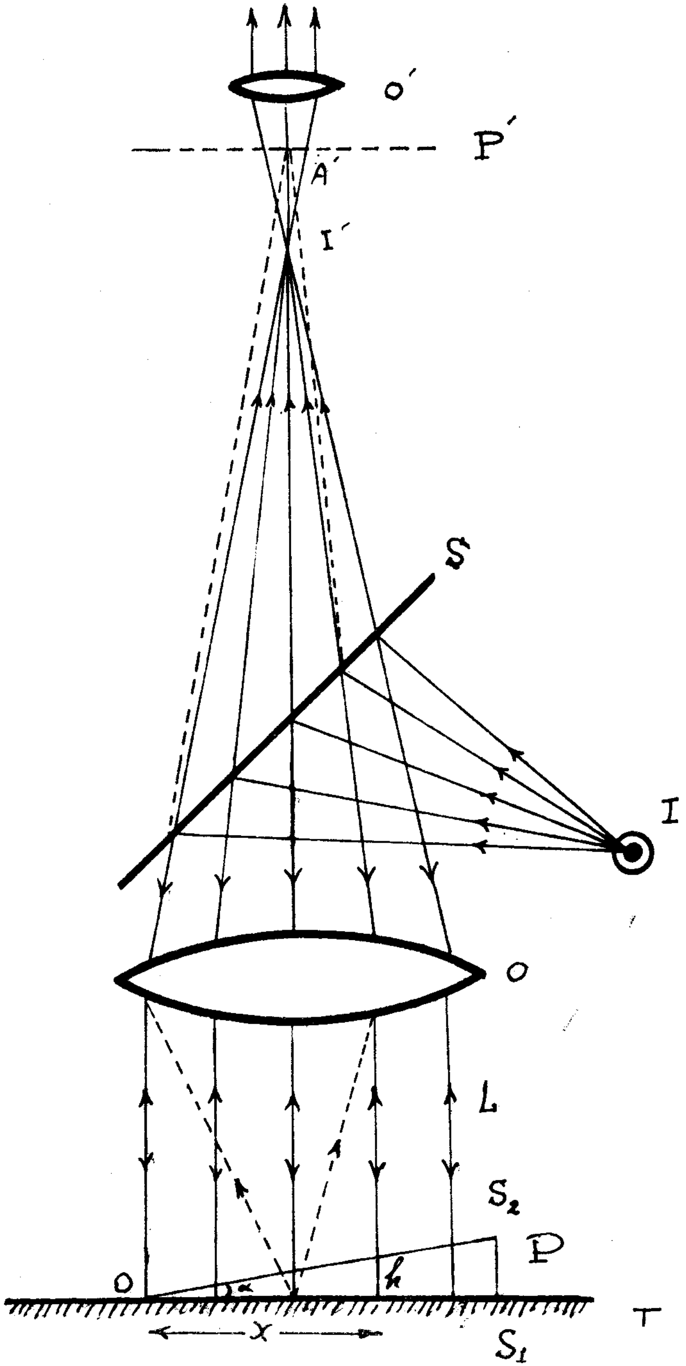
ومنه :

$$r'^2_{k+1} - r'^2_k = R\lambda$$

وبالتالي :

$$\lambda = \frac{r'^2_{k+1} - r'^2_k}{R} \qquad (3-72)$$

ومن اجل الحصول علي أهداب التداخل في حالة صفيحة على شكل إسفين، يمكن الحصول عليها كما هو مبين في الشكل (14 - 3) ، حيث P تمثل الصفيحة بزاوية α صغيرة عند الرأس ، وذات السطحين المستويين S_1 و S_2 والموضوعة على لوح المجهر T . فالضوء الصادر من المنبع I يتجه نحو المرآة المستوية الشفافة S موضوعة تحت زاوية 45^0 على المحور الضوئي للمجهر . فلو وقع خيال المنبع I في محرق عدسة o ، فان الضوء بعدها يسقط على P على شكل حزمة متوازية وينعكس على S_1, S_2 ومن ثم يذهب ثانية الى



الشكل (14 – 3)

العدسة o ثم الى S . وبعـــد ان ينفذ منهـا يعطي في المستوى P′ خيالاً لـ P . واللوحة التداخلية الحـــاصلة تشاهد من خـلال العينية o′ ويكون :

$$\gamma = 2 n h = 2 n \alpha X \qquad (3-73)$$

وبأخذ العلاقة (63—3) بعين الاعتبار نجد :

$$2 n \alpha X = (K + ½) \lambda \qquad (3-74)$$

وبمفاضلة الطرفين بالنسبة لـ X و K نحصل على :

$$2 n \alpha \Delta X = \lambda \Delta K$$

وبفرض $\Delta K = 1$ يكون :

$$\Delta X = \frac{\lambda}{2 n \alpha} \qquad (3-75)$$

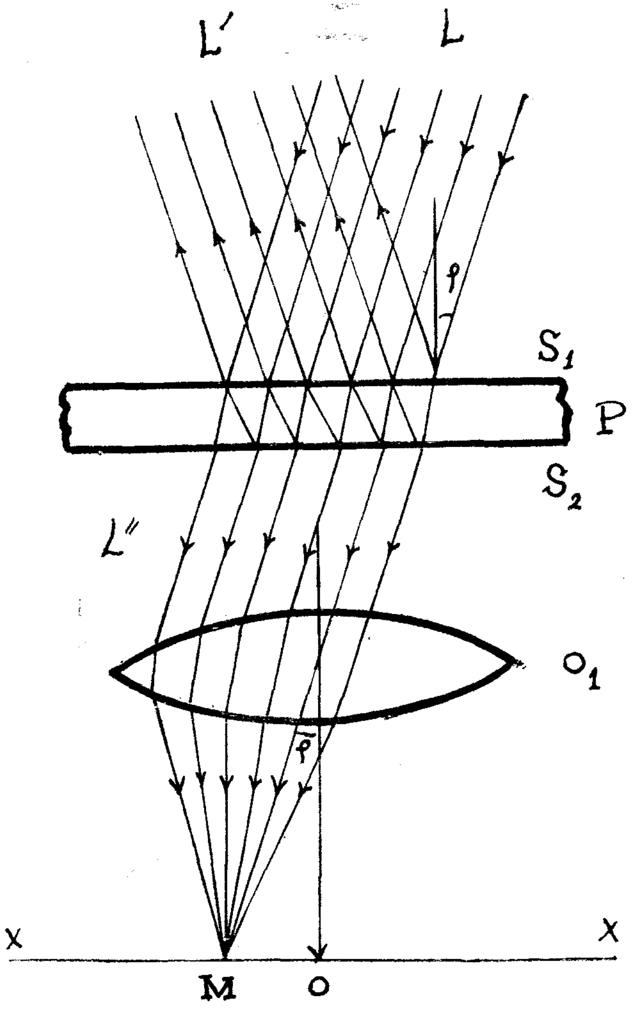
وتكون الاهداب في هذه الحالة على شكل اشرطة متوازية وموازيـــة لحرف الإسفين P : معادلاتها هي :

$$X = Const \quad \text{أو} \quad h = Const$$

7 — 3 اهداب تساوي الميل :

للحصول على أهداب التداخل في الحالة التي من أجلها h = Const ، لابد أن تأخذ زاوية الورود φ كل القيم الممكنة ، ويكون شرط الحصول على

النهـــاية العظمى المساواة (66-3) . ومن أجـــل النهـايات الصغرى المساواة (67-3) . فلو سقطت على سطح صفيحة رقيقة شفافـــة متوازية الوجهين حزمة ضوئية متوازية L كما في الشكل (15 - 3) فان فرق المسير بالنسبة للأشعـــة كلها يأخـــذ قيمة واحدة محددة بالعلاقـــة (66-3) . أو



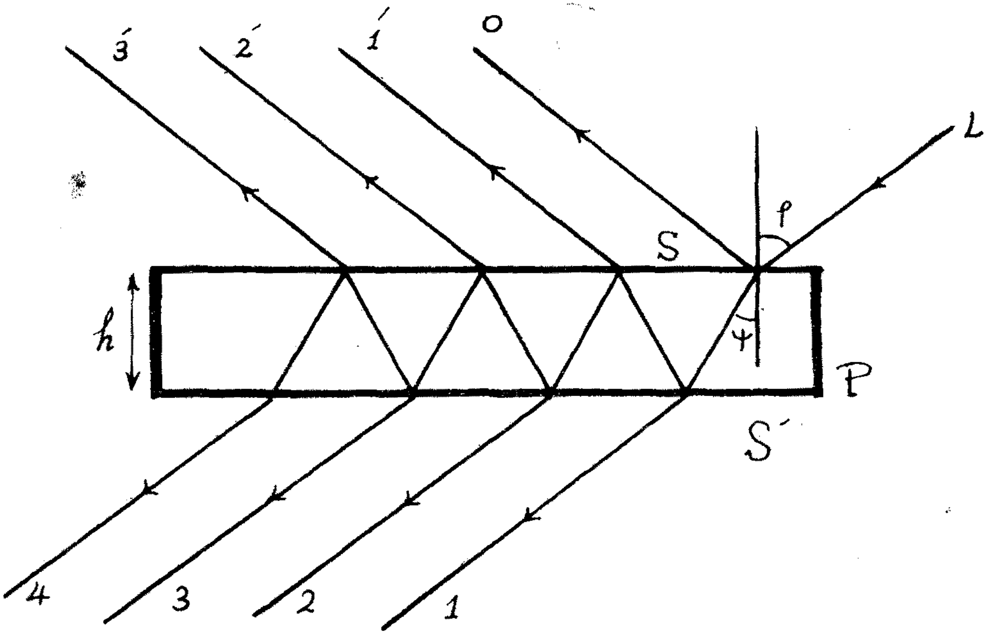
الشكل (15-3)

العلافـــة (67-3) . ومن أجل الحصول على لوحة تداخلية على بعـد محدود ، لابد أن نضع في طريق الأشعة المنعكسة 'L أو النافذة "L ، عـــدسة مقربـــة o_1 تحرق هذه الأشعة أو تلك في نقطة مثل M في المستوي المحرقي XX مضيئة بشكل ساطع . ومن اجل كل النقــاط الواقعـة على المستوي المحرقي والتي من أجلها Const = φ يلاحظ نهاية عظمى . وتكون الاهداب في هـــذه الحالة على شكل حلقات . وهكذا فإن الاهداب التداخلية الناتجة من كون زاويـــة الورود φ ثابتة تسمى اهداب تساوي الميـل . وبتغيير φ من الصفر حتى φ نحصل على الحلقات التداخلية .

8 - 3 التداخل عديد الاشعة :

لقد بينا فيا سبق طريقة الحصول على التداخل بواسطة شعاعين ، وذلـــك بانعكاسها على السطحين العلوي والسفلي للصفيحة . وفي حالات عديدة فان هذه السطوح تكون ذات عامل انعكاس كبير جداً . ويأخذ هذا النوع من التداخل مكانة مرموقة في نماذج اللوحات التداخلية عندما تسقط الأشعة الضوئية على الصفيحة بزاوية كبيرة نسبياً ، أو عندما يكون سطحا الصفيحة مطليين طلاء خاصاً . وفي الحالات المـــذكورة ينعكس الضوء انعكاسات متعددة على السطحـين ، وبالتالي يحدث تداخل عديد الأشعة . والشكل (16 - 3) يبين حالة الورود عندما تكون φ كبيرة نسبياً . ونتيجة للانعكاسات المتعددة على S , 'S فـان الضوء الساقط L ينقسم إلى مجموعة كبيرة من الاشعة التـــداخلية في حالة النفوذ ... 4 . 3 , 2 , 1 وفي حالة الانعكاس الى ... '3 , '2 , '1 , 'o . وسنبحث فيا يلي نماذج من أجهزة التداخل في حالة الانعكاسات المتعددة .

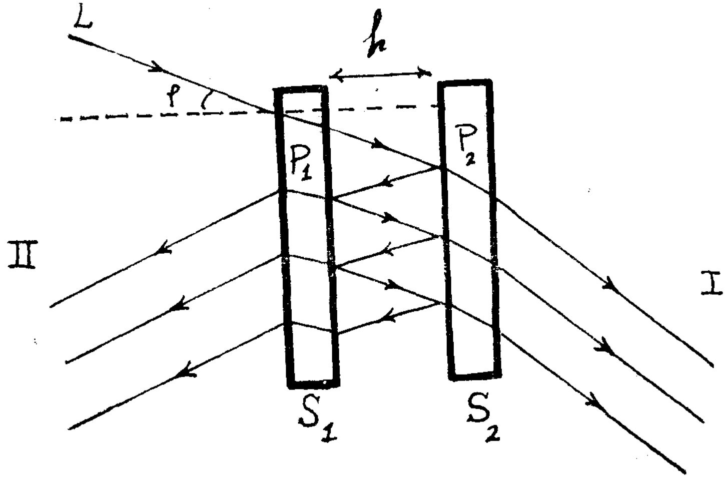
وأكبر مثال على ذلك هو الجهاز التداخلي المعروف باسم مداخل فابري ـ بيرو الذي سنتناوله في دراستنا بالتفصيل .



الشكل (16 ـ 3)

9 ـ 3 مقياس فابري ـ بيرو التداخلي :

كما هو واضح من الشكل (17 ـ 3) فان طبقـــة الهواء ذات السمك h تنحصر بين الوجهين (السطحين) المستويين المتوازيين الداخليين S_1 , S_2 المطليين بطلاء خاص ذي عامل انعكاس كبير نسبياً للصفيحتين الشفافتين P_1 , P_2 . وتسمى هذه المنظومة التداخلية مداخل فابري ـ بيرو .

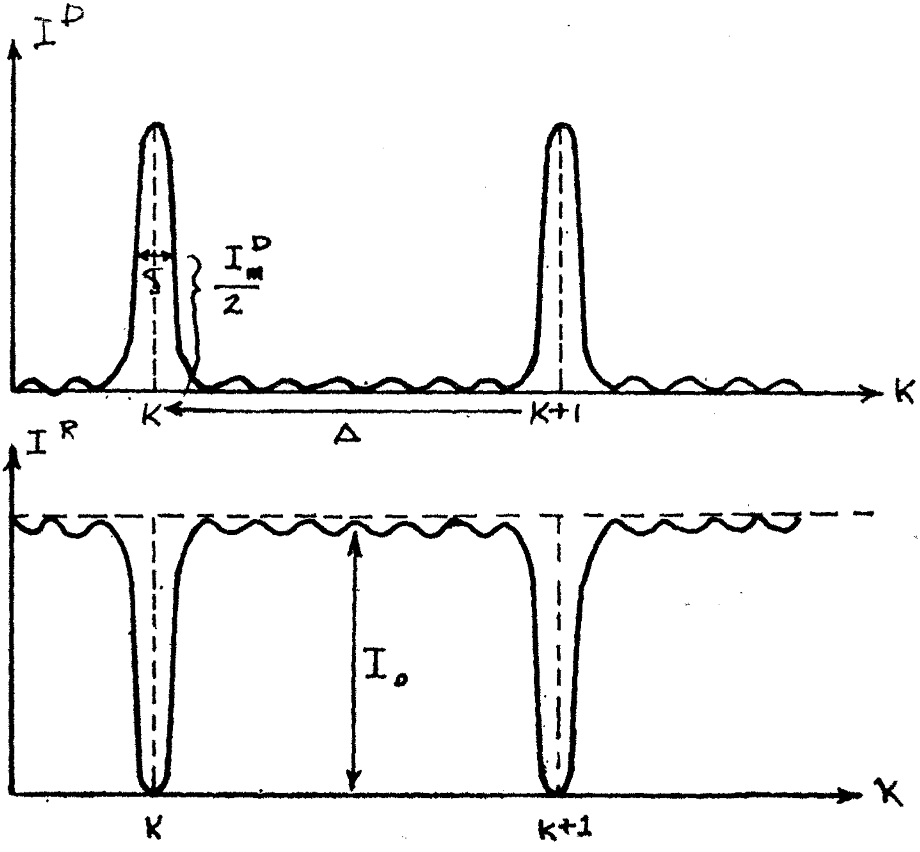


الشكل (17 – 3)

ولا يشترط أن تكون الطبقة هوائية ، بل يمكن أن تكون من مادة شفافة معينة (كالزجاج أو الكوارتز مثلاً) ، بحيث لاتكون ذات عامل امتصاص كبير . وينقسم الضوء الوارد L على الصفيحتين الى مجموعتين من الاشعة I النافذة و II المنعكسة ؛ وبفضل الانعكاسات المتعددة فان أهداب التداخـل في هذه الحالة تكون أشد ضيقاً منها في حالة التداخل ثنائي الأشعة . ويبين الشكل (18 — 3) توزع شدة الضوء في الاهداب التداخلية من أجل عـــدد محدود من الاشعة المتساوية في شدتها .

حيث : I^D شدة الأشعة النافذة ، I^R شدة الاشعة المنعكسة ، I_m القيمة العظمى للشدة في أهداب التداخل ، I_0 شدة الضوء الساقط ، Δ المسافـــة الزاوية بين النهات العظمى الرئيسية للشدة ، δ العرض الزاوي للنهاية العظمى

الرئيسية التي من أجلها تكون الشدة مساوية $\frac{I}{2}$. والشكل السابق يعطي التوزع في حالتي النفوذ والانعكاس . واللوحتان متكافئتان ، (نهاية

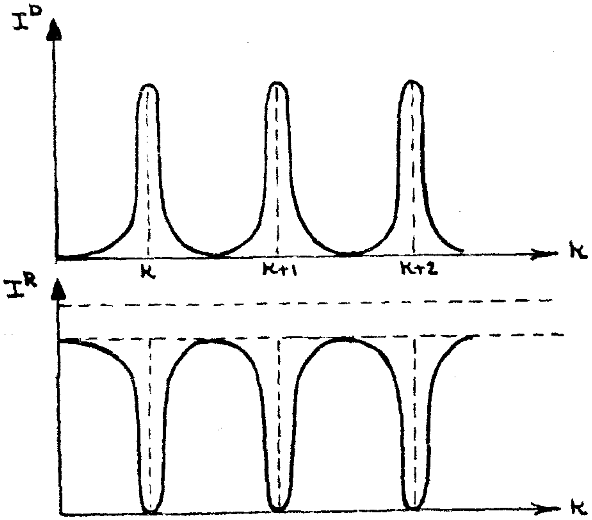


الشكل (18 – 3)

عظمى في النفوذ تقابلها نهاية صغرى في الانعكاس) .

أما في حالة كون ‌ه صغيرة جداً أو مايماثلها (بأن يكون معامل انعكاس

الوجهين S_1 , S_2 كبيراً) فإن اللوحة تصبح كما في الشكل (19 – 3) . أي أن النهايات الثانوية لاتظهر في هذه الحالة كما كانت في الشكل (18–3) .



الشكل (19 — 3)

وكما وجدنا سابقاً فان فرق الطور يعطى بالعلاقة :

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \gamma \qquad (3 - 76)$$

واذا كان :

$$\Delta \Phi = 2K\pi \qquad (3 - 77)$$

من أجل كل زوج من الاشعة المتداخلة ، فان جميـع الأشعة تقع في طور

واحد وبالتالي تحدث التقوية . وبمقارنة (76-3) مع (77-3) فان شرط تشكل النهاية العظمى في حالة النفوذ او النهاية الصغرى في حالة الانعكاس هو :

$$\gamma = K \lambda \qquad (3-78)$$

ولو أبدلنا γ بما تساويه كما حسبناها سابقاً فان .

$$2\, n\, h \cos \psi = K \lambda \qquad (3-79)$$

وبهذا الشرط تتحدد النهايات العظمى الرئيسية للاهداب التداخلية في حالة النفوذ . ولنحسب الآن المسافة الزاوية فيما بينها . فمن اجل الضوء النافذ ومن أجل النهايات العظمى للاهداب المتجاورة يكون لدينا :

$$2\, n\, h \cos \psi_1 = K \lambda$$

$$2nh \cos \psi_2 = (K+1)\lambda$$

ومنه :

$$2\, n\, h\, (\cos \psi_2 - \cos \psi_1) = \lambda$$

أي أن :

$$2\, n\, h \,.\, 2 \sin \frac{\psi_1 + \psi_2}{2} \,.\, \sin \frac{\psi_1 - \psi_2}{2} = \lambda$$

وبما أن ψ_2 , ψ_1 قريبتان من بعضهما بعضاً يمكننا أن نكتب :

$$\frac{\psi_1 + \psi_2}{2} = \psi$$

$$2 \sin \frac{\psi_1 - \psi_2}{2} \approx \psi_1 = \psi_2 = \Delta \psi$$

ومن أجل المسافة الزاوية بين النهايات العظمى للاهداب يكون :

$$\Delta \psi = \frac{\lambda}{2 n h \sin \psi} \qquad (3-80)$$

ولنأت الآن بالعلاقة التي تحدد العرض الزاوي للنهايات العظمى للأهداب من أجل عدد محدود من الاشعة المتداخلة N .

ومن اجل نقطة واقعة على نهاية عظمى ، يكون فرق المسير بين شعاعين متجاورين :

$$\gamma = 2n h \cos \psi = K \lambda$$

فلو أخذنا فرق المسير الكلي Γ والناتج من الشعاع الاول والشعاع ذي المرتبة N فانه يساوي :

$$\Gamma = N \gamma = 2 n h N \cos \psi = N K \lambda \qquad (3-81)$$

ومن أجل نهاية دنيا مجاورة للنهاية العظمى المدروسة فـــان فرق المسير للشعاع الأول والشعاع ذي المرتبة N :

$$\Gamma = 2 n h N \cos \psi = N K \lambda \pm \lambda \qquad (3-82)$$

وفي الحقيقة إذا قسمنا مجموعة الاشعة المتداخلة الى نصفين فان فرق المسير بين الاشعة 1 و $\frac{N}{2}$ يساوي $\frac{\lambda}{2}$ ومثله بالنسبة للشعـاع $\frac{N}{2}$ و N

وبالتالي في كلا النصفين يمكن اختيار الازواج التي يكون فرق المسير بينها يساوي $\frac{\lambda}{2}$ كي تطفىء بعضها بعضاً . ولنستخرج الآن العرض الزاوي للنهاية العظمى الاولى بعد الرئيسية :

$$\Gamma_{max} = 2\, n\, h\, N \cos \psi' = N K \lambda$$

$$\Gamma_{min} = 2\, n\, h\, N \cos \psi'' = N K \lambda + \lambda$$

ومنه :

$$2\, n\, h\, N \,.\, 2 \sin \frac{\psi' + \psi''}{2} \,.\, \sin \frac{\psi' - \psi''}{2} = \lambda$$

وبما أن $\psi' - \psi''$ صغيرة جداً فان :

$$\sin \frac{\psi' + \psi''}{2} = \sin \psi$$

$$2 \sin \frac{\psi' - \psi''}{2} \approx \psi' - \psi'' = \delta \psi$$

وفي النهاية يكون لدينا :

$$\delta \psi = \frac{\lambda}{2\, n\, h \sin \psi} \cdot \frac{1}{N} \qquad (3-83)$$

أو :

$$\delta \psi = \frac{\Delta \psi}{N} \qquad (3-84)$$

حيث $\Delta\psi$ تتعين بالعلاقة (3-80) وهذا مارمزنا اليه في الشكل (3-18) بـ δ و Δ . وهكذا فان $\delta\psi$ تحدد عرض النهاية العظمى الرئيسية .

ومنه :

$$\frac{\delta}{\Delta} = \frac{\delta\psi}{\Delta\psi} = \frac{1}{N} \qquad (3-85)$$

وتدل هذه العلاقة على أنه كلما كان عدد الاشعة المتداخلة أكبر فان الاهداب الرئيسية المضيئة تكون أضيق . ولو فرضنا أن :

$$\left.\begin{array}{l} \Gamma = NK\lambda \pm 2\lambda \\ \Gamma = NK\lambda \pm 3\lambda \\ \cdots\cdots\cdots \\ \Gamma = NK\lambda \pm N\lambda \end{array}\right\} \qquad (3-86)$$

من أجل نهايات دنيا متتالية ، وحاكمنا كما في الطريقة السابقة لأمكننا تجزئة مجموعة الاشعة المتداخلة الى 4 , 6 , 8 , ... 2N من الاشعة التداخلية ، والتي فرق المسير فيما بينها $\frac{\lambda}{2}$ ، اذا تداخلت أطفأت بعضها بعضاً . وبالتالي فالشرط (3-86) خاص بالاهداب المظلمة وعددها يساوي N . وتتوضع فيما بينها اهداب مضيئة ثانوية ضعيفة في شدتها نسبة الى الاهداب المضيئة الرئيسية وعددها يساوي N - 1 ، وتكون شداتها ضعيفة لأن أشعتها التداخلية مختلفة في أطوارها . وتكون المسافة بين النهايات العظمى الثانوية والنهايات الدنيا مساوية $\delta\psi$ أو (δ) .

وفي الحالة التي من اجلها تكون N كبيرة جـداً لأشعة لامتساويـة الشدة فـــان :

$$N = \frac{\pi}{1 - R} \qquad (3—87)$$

حيث R – معامل الانعكاس . وتكون الاهداب التداخلية في جهـــاز فابري ـ بيرو على شكل حلقات متمركزة . ويستخدم مقياس فابري ـ بيرو في اجهزة الطيف من أجل دراسة الاطياف الدقيقة وما فوق الدقيقة البنية .

ولنحسب الآن مقدرة الفصل (أو القوة الفاصلة) .

لندرس ذلك في حالة كون التداخل ناتجاً عن الإضاءة بخطين طيفيين قريبين جداً في أطوال موجاتها λ , λ' ، حيث $\lambda' - \lambda = \delta\lambda$. تتكون النهايات العظمى من اجل λ , λ' في النقاط التي من اجلها تتحقق الشروط :

$$\left.\begin{aligned} 2\,n\,h\,\cos\psi &= K\lambda \\ 2\,n\,h\cos\psi' &= K\lambda' \end{aligned}\right\} \qquad (3-88)$$

ومنه .

$$2\,n\,h\,.\,2\sin\frac{\psi+\psi'}{2}\,.\,\sin\frac{\psi-\psi'}{2} = K\,(\lambda' - \lambda)$$

فلو بدلنا :

$$\sin\frac{\psi+\psi'}{2} = \sin\psi\,,\ 2\sin\frac{\psi-\psi'}{2} \approx \psi - \psi' = d\psi$$

$$\lambda' - \lambda = \delta \lambda$$

فإن :

$$\delta \lambda = \frac{2nh \sin \psi}{K} \cdot d\psi \qquad (3-89)$$

حيث : $d\psi = \psi - \psi'$ تمثل مقدار الانزياح الزاوي للنهايات العظمى من أجل الأطوال λ , λ' . ويكون انزياح النهايات العظمى $d\psi$ ، والذي يمكن ملاحظته (أي عندما لاينطبقان تماماً) أصغرياً ، عندما $d\psi$ تساوي عرض النهاية العظمى $\delta\psi$ المحددة بالعلاقة (88 – 3) . أما الآن فلنبدل $d\psi$ بـ $\delta\psi$ في العلاقة (89 – 3) لنحصل على :

$$\delta \lambda = \frac{\lambda}{KN} \qquad (3-90)$$

والمقدار $\delta \lambda$ هو حد التفريق (أو حد الفصل) للخطوط الضيقة القريبة ؛ ومنه :

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{KN} \qquad (3-91)$$

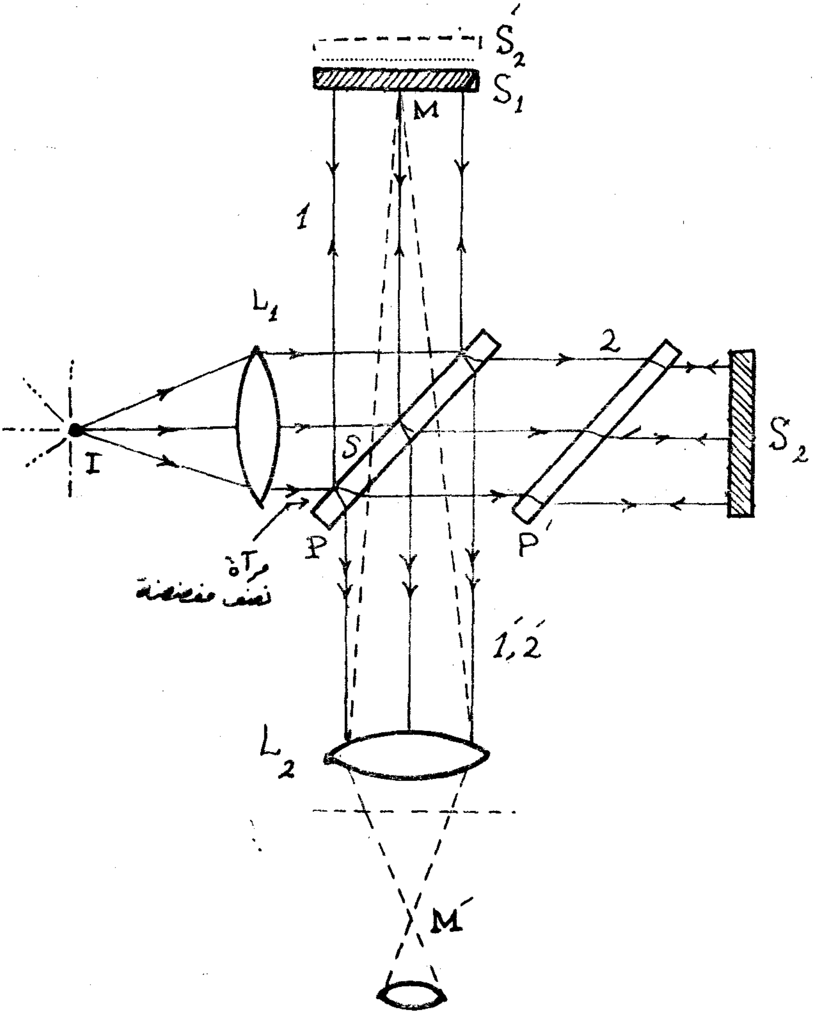
أو :

$$\frac{\lambda}{\delta \lambda} = KN \qquad (3-92)$$

تسمى مقدرة الفصل لجهاز الطيف التداخلي .

3-10 : مداخل مايكلسون :

يبين الشكل (20 - 3) مخططاً لمداخل مايكلسون . فالضوء الصادر من المنبع I يصدر بعد سقوطه على العدسة L_1 على شكل حزمة متوازية ، ومن ثم يسقط على المرآة نصف الشفافة S والتي تجزىء الضوء الساقط عليها إلى حزمتين



الشكل (20— 3)

مختلفتين في شدتيها . فالأولى منهما تتجه إلى المرآة S_1 والتي بدورها تعكسها على المرآة S . أما الثانية فإنها تنفذ من S متجهة نحو المرآة S_2 والتي تعكسها نحو المرآة S أيضاً . وعند سقوطها عليها تتجزآن إلى حزمتين اثنتين تذهب الاولى حيث أتت (اي باتجاه المنبع I) وتسقط الاخرى (2' , 1') على العدسة L_2 . وتوضع الصفيحة P في الطريق بين الصفيحة P والمرآة S_2 (وهما متماثلتان ، نصف شفافتين ومن المادة نفسها) . وتستخدم من اجل التعويض في فرق المسير بين الاشعة 1 , 2 ، لأن الشعاع 1 يمر بعد التجزئة والعودة إلى المرآة S مروراً مضاعفاً في سماكة المرآة . اما الشعاع 2 فإنه لايعاني مثل ذلك . وما يحصل في هذا الجهاز شبيه بما يحصل في الاجهزة المدروسة في الفقرة السابقة من هذا الفصل . وفي الواقع يمكننا ان نأخذ بدلاً من المرآة الحقيقية S_2 خيالها الوهمي S'_2 في المرآة S وعندها تشكل المرآتان S_1 , S'_2 صفيحة فرق المسير من اجلها يساوي المسافة بين S_1 , S'_2 .

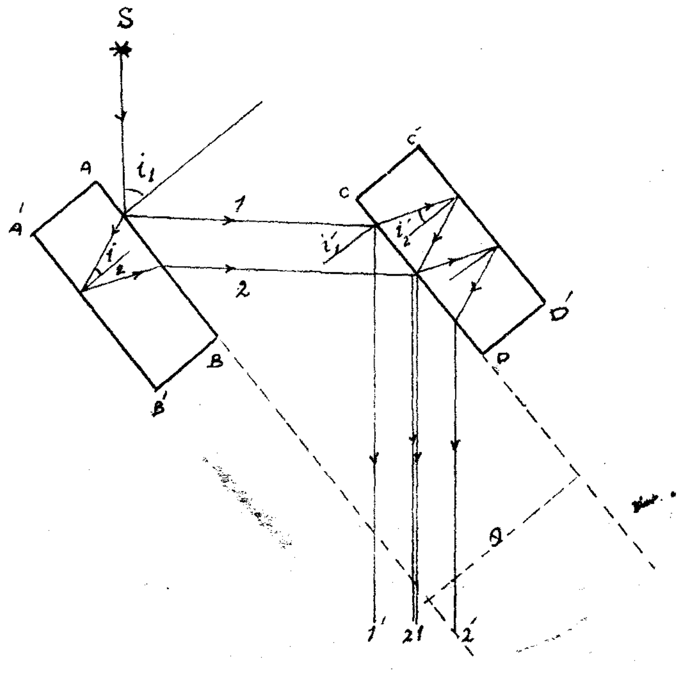
فلو كانت S_1 , S'_2 متوازيتين فيما بينهما . فإننا نحصل على حالة التداخل لأهداب تساوي الميل والتي تشاهد في المستوي المحرقي f للعدسة L_2 . ولو كانتا غير متوازيتين فإننا نحصل على حالة التداخل لأهداب تساوي السماكة . وتكون النقطتان M , M' متبادلتين بالنسبة للعدسة L_2 (العدسة L_2 . يجب ان تعطي خيالاً لسطح المرآة S_1) .

ويستخدم مقياس مايكلسون التداخلي على نطاق واسع من اجل القياس الدقيق للأطوال ، ومن اجل فحص دقة صنع العدسات إلى آخر ماهنالك من استعمالات عديدة .

11 — 3 مداخل جامان :

يستعمل مقياس جامان التداخلي بصورة خـاصة من أجل قياس قرائن الانكسار للأوساط المادية . ويبين الشكل (21 — 3) مخططاً لهذا الجهـــاز . يتألف المداخل من صفيحتين زجاجيتين سميكتين متوازيتي الوجهين .

ABB'A' و CD D'C' وبسماكة واحدة t .



الشكل (21 — 3)

فالضوء الصادر من S يسقط على حرف الصفيحة AB ، وينعكس عليهـا جزئياً ثم ينكسر وبعدها ينعكس على A'B' وفي النتيجة يتكون شعاعان 2 , 1 ، واللذان يسقطان على الصفيحة الثانية ومن جديد ينعكسان جزئياً على

CD . وجزئياً على C' D' . وبفضل تلك الانعكاسات تتشكل أربعة أشعة 2' , 2 , 1' , 1 اثنان منها 1 . 2 يتراكبان على بعضهما بعضاً (ويحدث التداخل) .

فعند الانعكاس على الصفيحة AB B'A' يحصل فرق في المسير Δ_1 بين الشعاعين 1 , 2 ويكون :

$$\Delta_1 = 2 n t \cos i_2 - \frac{\lambda}{2}$$

حيث i_2 تمثل زاوية الورود على حرف الصفيحة A' B' و n تمثل قرينة انكسار مادة الصفيحتين . وعند انعكاس الأشعة على الصفيحة الثانية يحصل فرق في المسير بين الشعاعين 1 . 2 قدره :

$$\Delta_2 = 2 n t \cos i'_2 - \frac{\lambda}{2}$$

حيث i'_2 هي زاوية ورود الشعاع على C'D' ويكون فرق المسير الكلي بعد الانعكاس على كلا الصفيحتين مساوياً :

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = 2 n t (\cos i'_2 - \cos i_2) \qquad (3-93)$$

فلو كانت الصفيحتان متوازيتين فإن $i_2 = i'_2$ وبالتالي $\Delta = 0$

أي إنه لايظهر بين الشعاعين 1 , 2 أي فرق في المسير وبالتالي يقويان بعضهما بعضاً . ولو شكلت الصفيحتان فيما بينهما زاوية قدرها θ لاتساوي الصفر، فإنه ينتج بين الشعاعين 1 , 2 فرق في المسير قدره Δ يتعلق بـ θ وزاوية الورود i_1 على السطح AB ولذلك من (93-3) نجد :

$$\Delta = 4\, n\, t \sin \frac{i_2 + i'_2}{2} \sin \frac{i_2 - i'_2}{2}$$

وعندما تكون θ صغيرة فإن i'_2 تكون قريبة من i_2 وبالتالي فإننا نحصل بالتقريب على :

$$\Delta = 2\, n\, t \sin i_2 . \delta i_2 \qquad (3-94)$$

حيث :

$$\delta i_2 = i_2 - i'_2$$

ويمكن حساب δi_2 بدلالة θ كما يلي :

لتكن i_1 ، i'_1 زوايا الورود على $AB B'A'$ و $CDD'C'$ على التوالي . فعند ذلك يكون :

$$i'_1 = i_1 - \theta$$

ولكن :

$$\sin i_1 = n \sin i_2$$

$$\sin i'_1 = \sin (i_1 - \theta) = n \sin i'_2$$

وبالتالي :

$$\sin i_1 - \sin (i_1 - \theta) = n (\sin i_2 - \sin i'_2)$$

ومن أجل θ الصغيرة فإنه بالتقريب يكون :

$$\cos i_1 . \theta = n \cos i'_2 . \delta i_2$$

ومنه :

$$\delta i_2 = \frac{1}{n} \frac{\cos i_1}{\cos i'_2} . \theta \qquad (3-95)$$

وبما أن :

$$\frac{\cos i_1}{\cos i'_2} = \frac{\sqrt{1-\sin^2 i_1}}{\sqrt{1-\sin^2 i'_2}} = n \frac{\sqrt{1-\sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2-\sin^2 i_1}}$$

فإن العلاقة (95 – 3) تصبح على الشكل :

$$\delta i_2 = \frac{\sqrt{1-\sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2-\sin^2 i_1}} . \theta \qquad (3-96)$$

وتكون عادة في مداخل جامان $i_1 = 45^0$ و $n \approx 1,55$

وبالتالي فانه من العلاقة (96 – 3) نحصل على :

$$\delta i_2 = \frac{1}{2} \theta \qquad (3-97)$$

فلو بدلنا القيمة الناتجة لـ δi_2 في العلاقة (94–3) فإن فرق المسير Δ بين الشعاعين 1 , 2 .

$$\Delta = n t \sin i_2 . \theta$$

(وتجدر الإشارة إلى أن θ مضروبة بـ $n t \sin i_2$) .

فإذا أسقطت الاشعة المتوازية والوحيدة اللون على الصفحة الاولى فإنه يحصل فرق واحد في المسير بين أي زوج من الاشعة وتتعلق الشدة بعد

الانعكاس على الصفيحة وحدوث التراكب بفرق المسير Δ . ونحصل على النهايات العظمى فيما لو كان $\Delta = K\lambda$ وعلى النهايات الصغرى من أجل :

$$\Delta = (2K + 1)\frac{\lambda}{2}$$

أما لو سقطت الاشعة على الصفيحة الاولى بحزمة متباعـــدة ، فإن لكل زوج من الاشعة زاوية ورود خاصة بهما وتختلف عن زاوية الورود للزوج الآخر . ومنه بأخذ العلاقة (93 — 3) بعين الاعتبار نحصل على قيم مختلفـة لـ Δ ، وبالتالي تتشكل اللوحة التداخلية . ولكل هدب زاوية ورود i_2 خاصة به ، أي أنه هدب من أهـداب تساوي الميل . وتحضر صفيحتا المداخل بسمك كبير نسبياً ، من أجل أن تكون الحزمتان الموافقتان للشعاعين 2 , 1 على بعد مناسب بعضهما عن البعض الآخر . ويسمح لنا ذلك أن نضع في طريق إحدى الحزمتين طبقة ذات قرينـــة انكسار معينة ، وبالتالي الحصول على فرق مسير إضافي Δ' بين الحزمتين .

فلو كان سمك الطبقة مثلاً l ذات قرنية انكسار n_2 ؛ فعند ذلك يكون :

$$\Delta' = l\,(n_2 - n_1) \qquad (3 - 98)$$

حيث n_1 : قرنية انكسار الهواء . فلو كان $\Delta' = K\lambda$ فإن كل اللوحـــة التداخلية تنزاح بـ K هدباً (K يمكن ان تكون عدداً كسرياً) . وبعـد تحديد K ومعرفة l فإنه حسب (98—3) يمكن إيجـــاد فرق القرينتين $(n_2 - n_1)$. وتسمح هذه الطريقة بالكشف عن أقل قيمة بـين قرائن الانكسار .

فمثلاً عند انزياح اللوحة التداخلية بمقدار 1/5 الهدب من أجل :

$$\lambda = 5 \,.\, 10^{-5}\,Cm \quad \text{و} \quad l = 10\,Cm$$

فإن :

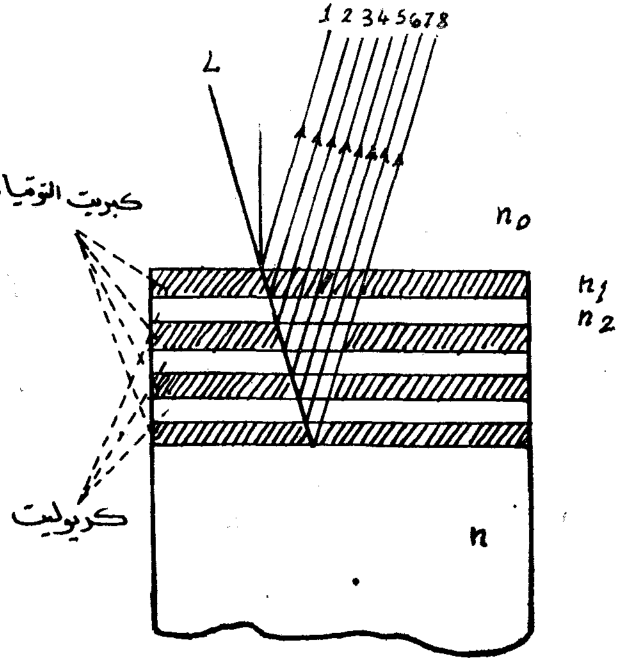
$$n_2 - n_1 = \frac{K\lambda}{l} = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \times 10} = 10^{-6}$$

وأخيراً فإن مقياس جامان يستعمل بشكل خاص لقياس قرائن انكسار الغازات . ومن أجل ذلك توضع في طريق الشعاعين المتداخلين اسطوانتان الاولى مليئة بالغاز المدروس والثانية مخلاة من الهواء . وهما مغلقتان في نهاياتهما بنوافذ شفافة متساوية في سماكاتها وقرائن انكسارها ، ومتوازية الوجهين ومنه يمكن حساب n_2 من العلاقة :

$$n_2 = \frac{\Delta'}{l}$$

12 – 3 المرآة التداخلية عديدة الطبقات :

من الأهمية بمكان من اجل التداخل عديـــد الاشعة ان نغطي المرايا العاكسة بحيث يكون معامل انعكاسها كبيراً جداً ، ومعامل النفوذ فيها ملحوظاً بأصغر مايمكن من الامتصاص . ففي حالة استخدام المعادن نحصل على نتائج حسنة بتغطية المرايا بعدة طبقات فضية . ولكن ذلك لايحقق رغباتنـا المثلى في أغلب الاحيان . ولذا فإنه يتوجب علينا أن نبحث عن منظومات عاكسة (أو سطوح عاكسة) أخرى تفي بالغرض ويتسنى لنا ذلك باستخدام السطوح العاكسة ذات الطبقات العديدة من المواد العـــازلة كما هو واضح من الشكل (22 — 3) ، حيث يغطى السطح المستوي الصقيل لصفيحة زجاجية (أو مادة شفافة اخرى) بطبقات رقيقة شفافة بشكل متناوب وبسماكة ضوئية .



الشكل (22—3)

$$nh = \frac{\lambda}{4} \qquad (3-99)$$

حيث تمثل n , n_0 قرينتي الانكسار للصفيحة والوسط الخارجي على التوالي .
وقد بينت التجربة صلاحية كبريت التوتياء Z_nS ($n_1 = 2,3$) والكريوليت (Na_3AlF_6) ($n_2 = 1,3_25$) من اجل الضوء الابيض . وتستخدم مواد اخرى من اجل مناطق اخرى من الطيف ، وبفضل الانعكاسات عند الحدود الفاصلة للطبقات المختلفة فإننا نحصل على عدد كبير من الاشعة المتـــداخلة ، مثلا الاشعة 8 , 7 , 6 , 5 , 4 , 3 , 2 , 1 للضوء المنعكس .

فلو كانت الطبقات المتناوبة متوضعة بقرائن انكسار كبيرة تليها مباشرة قرنية انكسار اصغر وكانت سماكتها الضوئية $n_1 h_1$, $n_2 h_2$ محققة للشرط :

$$n_1 h_1 = n_2 h_2 = \frac{\lambda}{4} \qquad (3-100)$$

فإننا نحصل على التداخل بالتقوية في حالة الانعكاس لأن الاشعة المنعكسة تملك من اجل كل طبقة فرقاً في المسير يساوي :

$$2 n_1 h_1 = 2 n_2 h_2 = \frac{\lambda}{2} \qquad (3-101)$$

وبفضل فرق الطور π الناتج من الانعكاس عند الحدود الفاصلة وفق الترتيب المذكور والموافق لـ $\frac{\lambda}{2}$ ، فإن الطور الكلي في الحد الفاصل بين الطبقتين n_1 , n_2 للأشعة التداخلية المتجاورة يساوي 2π وبالتالي فإن جميع الاشعة المنعكسة تتداخل مقوية بعضها بعضاً .

وعلى العكس من ذلك تتداخل الاشعة النافذة مضعفة بعضها بعضاً . ومن اجل ايجاد قيمة معامل الانعكاس R ومعامل النفوذ T للمرآة المتعددة الطبقات العاكسة يجب تجميع الاشعة التداخلية وبسبب كون الحساب معقداً في هذه الحالة نكتفي بذكر العلاقة النهائية لمعامل النفوذ .

$$T = \frac{n_0}{n} \cdot \frac{1}{C^2 [(a_2^2 - a_1^2)\sin^2\delta + a_1] + \delta^2 g_1 + C g_2} \qquad (3-102)$$

$$
(5)\quad \begin{cases} g_1 = \dfrac{1}{b^2_1\, tg^2\delta - 1}\left[(a^2_2 - a^2_1)b^2_2\cos^2\delta + \dfrac{a^2_3 b^2_1}{\cos^2\delta} + \right. \\ \qquad \left. + \; 2\, a_2\, a_3\, b_1\, b_2 + a^2_1\, b^2_2 \right] \\ g_2 = \dfrac{1}{\sqrt{b^2_1 tg^2\,\delta - 1}}\left[(a^2_2 - a^2_1)\, b^2_2 \left| Sin^2\,\delta \right| + 2a_2a_3b_1b_2 \left| tg\delta \right| \right] \end{cases}
$$

$$
(6)\quad \begin{cases} a_1 = \dfrac{n_1 + n_0}{2\, n}\ ,\ a_2 = \dfrac{nn_0 + n^2_1}{2nn_1}\ ,\ a_3 = \dfrac{nn_0 - n_1^2}{2\, n\, n_1} \\ b_1 = \dfrac{n_1 - n_2}{2\sqrt{n_1 n_2}}\ ,\ b_2 = \dfrac{n_1 + n_2}{2\,\sqrt{n_1\; n_2}}\ ,\ \delta = \dfrac{2\,\pi}{\lambda}\, n\, h_1 = \\ \qquad = \dfrac{2\,\pi}{\lambda}\, n_2\, h_2 \end{cases} \qquad (3-103)
$$

$$
\left.\begin{aligned} C &= (-1)^m \cos m\,\varphi \\ \delta &= (-1)^{m+1} \sin m\,\varphi \\ \varphi &= \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1 - Z^2_{11}}}{-Z_{11}} \end{aligned}\right\} \qquad (3-104)
$$

من اجل $|Z_{11}| > 1$

ويكون كذلك :

$$
\left.\begin{aligned} C &= (-1)^m\, Chm\,\Phi \\ \delta &= (-1)^{m-1}\, Shm\Phi \\ \Phi &= \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{Z_{11}^2 - 1}}{-Z_{11}} \end{aligned}\right\} \qquad (3-105)
$$

من اجل $|Z_{11}| > 1$

حيث :

$$Z_{11} = 1 - \frac{(n_1 + n_2)^2}{2 n_1 n_2} \sin^2 \delta \qquad (3-106)$$

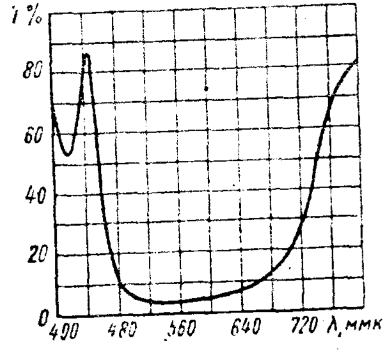
ويتعلق المقدار m بعدد الطبقات الماكسة N على الشكل :

$$N = 2m + 1$$

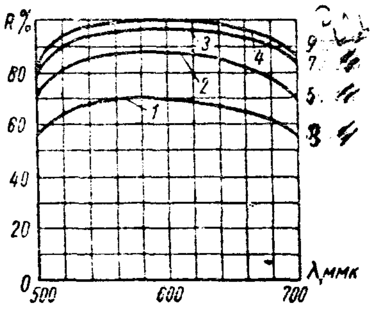
وبما ان معامل الامتصاص صغير جداً فإنه يمكننا ان نأخذ معامل الانعكاس R في هذه الحالة :

$$R = 1 - T \qquad (3-107)$$

ونحسب القيم العددية للعلاقات السابقة بواسطة الآلات الحاسبة الالكترونية ويبين الشكل ′(3—22) تابعية معامل النفوذ للمرآة العازلة لطول الموجة من اجل سبع طبقات عاكسة . اما الشكل ″(3—22) يبين تابعية معامل الانعكاس



الشكل ′(3 — 22)



الشكل ″(3 — 22)

لطول الموجة من اجل عدة حالات (تمثل كل حالة عدداً معيناً من الطبقات) .

ويكون معامل الامتصاص في تلك الحالة من المرتبة 0,3 % ÷ 0,1 ويتضح من الاشكال السابقة ان معامل المردود قريب من الواحد . وهذا بدوره يلعب دوراً كبيراً في تحضير اجهزة الطيف العالية التفريق وكذلك في المولدات الكمومية (الليزر) .

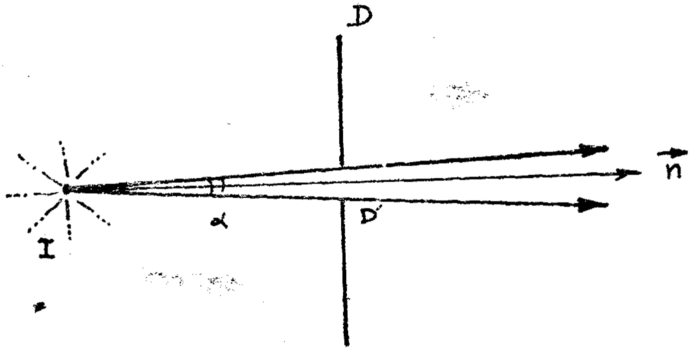
الفصل الرابع

الانعراج (Diffraction)

1 – 4 مبدأ هويجنز – فرنل :

نرى من المشاهدات غير المباشرة لانتشار الضوء في الفراغ انه ينتشر وفق خطوط مستقيمة (او بالاحرى بشكل مستقيم) حيث لا انعكاس ولا انكسار ولا ما شابههما من الظواهر في ذلك الفراغ .

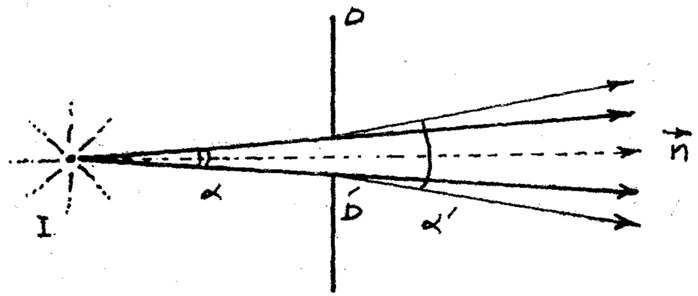
وفي الواقع نستطيع مشاهدة ذلك عملياً إذا نظرنا إلى حزمة من ضوء الشمس تدخل غرفة مظلمة من احدى النوافذ ، ويتحدد مقطع الحزمة بمقدار الفتحة النافذة للضوء ، ونسمي الحزمة المحددة الضيقة بالشعاع الضوئي . او بشكل ادق نقول إن الشعاع الضوئي هو مخروط ضوئي ضيق يقع المنبع الضوئي النقطي في ذروته كما هو مبين في الشكل (1—4) حيث I منبع نقطي D حاجز معتم – D′ فتحة ويمثل الحرف D′ قطر هذه الفتحة – α



الشكل (4—1)

الزاوية الراسية في المخروط الضوئي – $\vec{n}$ شعاع محور المخروط .

فكلما كان 'D صغيراً اي كلما كانت α صغيرة اقتربت مولدات المخروط من المحور $\vec{n}$ اي اننا نحصل في هذه الحالة على حزمة اضيق . ولو شئنا بهـــذه الطريقة ان نحصل على اضيق الحزم وذلك بجعل 'D اصغر فاصغر فإننـــا لن نوفق بذلك كما نريد . وتبين التجربة انه كلما كانت الفتحة 'D اصغر ضيقاً ، اصبحت الحزمة الضوئية خلف الحاجز اكثر تفرقاً (او تباعداً) . اي اننا نحصل على مخروط جديد زاويته الراسية ليست α بل زاوية جديدة 'α اكبر من سابقتها كما هو واضح من الشكل (2–4) .



الشكل (2 — 4)

وقد اكتشف العالم الايطالي « غريمالدي » هذه الظاهرة لاول مرة وأطلق عليها اسم « انعراج الضوء » .

إن ظاهرة الانعراج في إطارها العام تنحصر في أن الضوء المار من فتحة صغيرة جداً وما حولها في حاجز معتم يعاني انحرافاً عن المنحى المستقيم للانتشار . وتلاحظ في هذه الحالة مناطق أكثر إضاءة ومناطق أقل إضاءة بشكل متناوب وذلك على لوح معتم واقع على مسار الانتشار خلف الفتحة ، كما هو الامر في حالة تداخل الحزم الضوئية المترابطة . وهذا يعني أن الإنعراج والتداخل من أصل واحد ممثلاً بالطبيعة الموجية للضوء .

وقد صاغ هويجنز مبدأه المعروف باسمه « مبدأ هويجنز » في انتشار الضوء كما يلي :

آ - كل نقطة من الوسط مهيجة بموجة ضوئية ، يمكن اعتبارها مركز اضطراب جديد كمنبع ثانوي للأمواج الضوئية .

ب - إن مغلف الامواج الصادرة عن مراكز الاضطراب أو المنابع الثانوية في لحظة زمنية معينة هو صدر الموجة المنتشرة في تلك اللحظة .

إن مبدأ هويجنز يسمح بشرح مجموعة من الظواهر الضوئية . مثلاً سير الاشعة عند الانعكاس والانكسار عندما يكون صدر الموجة غير محدود ، أي عدم ظهور الانعراج . غير أن افتراض هويجنز بمحافظة الاهتزازات الضوئية على صيغتها على طول صدر الموجة هو افتراض خاطيء في حالة صدر الموجة

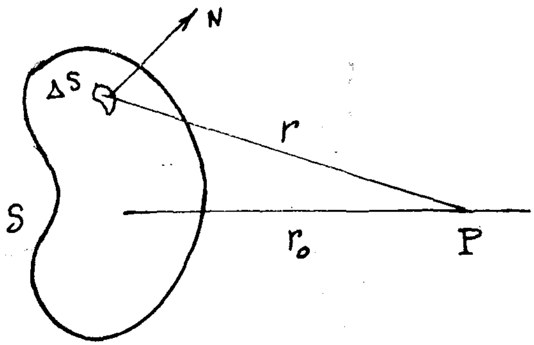
المحدود ، حيث أنه لم يأخذ بعـين الاعتبار أن الامواج الابتدائية تملك أطواراً مختلفة في حالة تراكبها .

وجاء العالم فرنل ليصوغ مبدأ هويجنز من جديد مفترضاً ان لـلأمواج الضوئية الابتدائية أطواراً مختلفة عند تراكبها ، وبذلك سمي المبدأ من جديـد بمبدا هويجنز ـ فرنل .

وحسب مبدا هويجنز ـ فرنل فإنه عند انتشار الصدور المحددة لـلامواج الضوئية في الفراغ فإن الضوء يشاهد فقط هناك حيث تتراكب الامواج الابتدائية الصادرة عن كل نقاط الموجة المنتشرة مقوية بعضها بعضاً ، وعلى العكس من ذلك فإنه لايشاهد الضوء في النقاط التي تتراكب فيها الامواج الابتدائية مضعفة بعضها بعضاً .

إن ماعرضه هويجنز لايسمح بإيجاد سمة الاهتزازات المنتشرة في اتجـاهات مختلفة . وبما ان طاقة الاهتزاز تتناسب مع مربع سمته ، فإن شدة مغلفات الامواج تبقى غير محددة . وقد تمكن فرنل من تلافي النقص في مبدأ هويجنز وذلك عن طريق الحساب الذي يأخذ بعين الاعتبار قيمه السعة وقيمة الطور في كل نقطة على حدة من صدر الموجة المحدود .

ليكن S السطح المأخوذ من صدر الموجة في زمن معين كما هو واضح من الشكل (3 ـ 4) ومن اجل تعيين الاهتزاز في النقطة P الواقعة امام صـدر الموجة وعلى بعد قدره r_0 يجب (حسب تعريف فرنل) أن نحدد الاهتزازات الآتية إلى النقطة P من جميع عناصر السطح S وان نجمعها فيما بعد آخذين

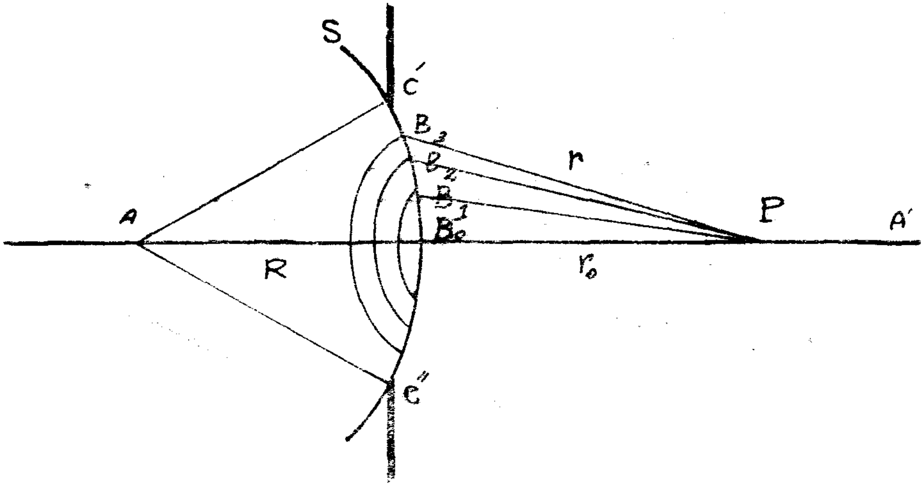


الشكل (3 – 4)

بعين الاعتبار سماتها واطوارها .

إن سعة الاهتزازات الآتية للنقطة P من عنصر السطح ΔS يتعلق بأبعاد هذا العنصر وبالبعد r وبالزاوية التي يصنعها r مع الناظم N على السطح العنصري ، كما يتحدد طور الاهتزازات بالطول r أيضاً. وإيجاد محصلة هذه الاهتزازات الابتدائية يتم عن طريق حل المسألة تكاملياً ، ويمكن ان تكون بصورة عامة مسألة صعبة جداً . ولكن في الحالات البسيطة ذات الطبيعة التناظرية كما اشار فرنل ، يمكن ان تكون المسألة أسهل حلاً وذلك بالجمع الجبري او الهندسي . ولننظر الآن في المسألة في حالة مرور الضوء خلال فتحة مستديرة ، كما هو واضح في الشكل (4 – 4) .

ليكن A منبعاً ضوئياً نقطياً ، C′ C″ فتحة مستديرة في حاجز غير شفاف واقع امام A على بعد R منه . إن هذه الفتحة تسمح بمرور جزء من الموجة الكروية الصادرة عن A . لنعين تأثير هذه الموجة في النقطة P الواقعة



الشكل (4—4)

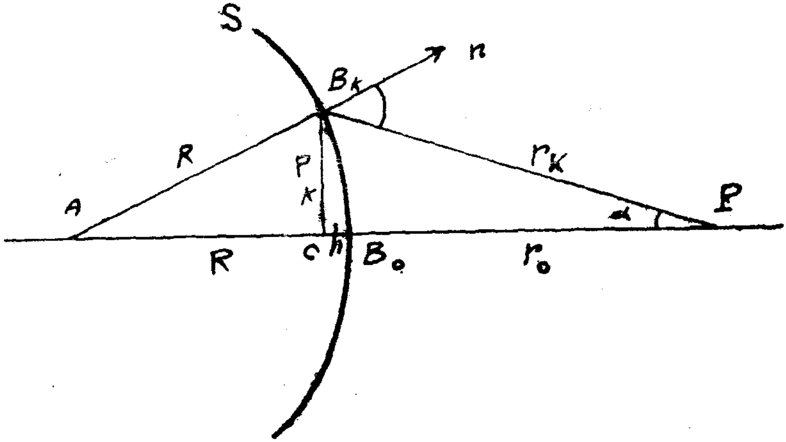
على المستقيم 'A A والمار من مركز الفتحة "C'C على بعد قدره r_0 منهـــا . من أجل ذلك ، من المنطقي أن نجزىء السطح الموجي S الى مناطق على شكل حلقات (مناطق فرنل) بحيث يكون الفرق بين نهايات المناطق المتجـــاورة وحق النقطة P مساوياً نصف طول الموجة :

$$B_1P - B_0P = B_2P - B_1P = B_3P - B_2 P = \dots = \frac{\lambda}{2} \qquad (4-1)$$

وعندها يكون بين الاهتزازات الآتية إلى النقطة P من الاجزاء المتقابلة للمناطق المتجاورة فرق في المسير قدره $\frac{\lambda}{2}$ ، وهذا يعني أنها تأتي إلى النقطة P في أطوار متعاكسة . وتتعلق سعة الاهتزازات الآتية من كل منطقة على حدة بمساحة تلك المنطقة وبالمسافة r من المنطقة حتى النقطة P وبزاوية الميل بين r والعمود على سطح المنطقة . ولنر قبل كل شيء أن مساحات المنـــاطق

متساوية تقريباً .

وكما هو واضح من الشكل (4-5) فإننا نرمز لنصف قطر المنطقة ذات المرتبة K بالرمز ρ_k وبالتالي فإن :



الشكل (4 - 5)

$$\rho^2_k = R^2 - (R - h)^2 = r^2_k - (r_0 + h)^2 \qquad (4-1a)$$

أي أن :

$$h = \frac{r^2_k - r_0^2}{2(R + r_0)} \qquad (4-2)$$

ولكن من العلاقة (4-1) تكون المسافة حتى المنطقـــة ذات المرتبة K أكبر من المسافة r_0 بالمقدار $K\frac{\lambda}{2}$ ومنه :

$$r_k = r_0 + K\frac{\lambda}{2} \quad ، \quad r^2_k - r_0^2 = K r_0 \lambda + K^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$$

وإذا افترضنا أن λ أصغر بكثير من r_0 فإننا نحصل بشكل تقريبي على:

$$r^2_k - r_0^2 = K r_0 \lambda \qquad (4-3)$$

وبذلك تأخذ العلاقة (2-4) الشكل :

$$h = K \frac{r_0}{R + r_0} \frac{\lambda}{2} \qquad (4-2a)$$

وتكون مساحة القبة الكروية التي تغلف دائرة نصف قطرها ρ_k مساوية:

$$\Delta S_k = 2\pi R h$$

ولنبدل في هذه العلاقة h بقيمتها من العلاقة (4 — 2 a) فنجد :

$$\Delta S_k = K \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

ومساحة منطقة واحدة يمكن أن تمثل الفرق بين مساحتي قبتين من أجل K و 1 — K أي ان :

$$\Delta S = \Delta S_k - \Delta S_{k-1} = K \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} - (K-1) \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

ومنه :

$$\Delta S = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \lambda$$

وبهـذا لاتتعلق مساحة المنطقة (في حدود التقريب المذكور) بـ K ؛

أي أن مساحات جميع المناطق متساوية تقريباً . إذاً سعات الاهتزازات الآتية الى النقطة P من كل منطقة على حدة تتعلق فقط بالمسافة r_k وبالزاوية التي يصنعها الناظم على سطح المنطقة .

وتزداد r_k بازدياد مرتبة المنطقة (أي بازدياد K) وبالتالي تزداد الزاوية المذكورة . ولهذا فإن a_k (سعات الاهتزازات الآتية الى P من كل منطقة على حدة) يجب أن تنقص تدريجياً بازدياد K أي أن :

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 > ... > a_k > a_{k+1} > ...$$

وبما أن اطوار الاهتزازات الآتية الى P من منطقتين متجاورتين متعاكسة ، فإن السعة A_k (مجموع سعات الاهتزازات من K منطقة) تساوي :

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 ... \pm a_k \qquad (4-4)$$

حيث تكون اشارة الحد الاخير موجبة اذا كان K فردياً وتكون سالبة اذا كان K زوجياً . ومن الواضح أنه من أجل K زوجياً فان تأثـير K منطقة يؤدي الى إضعاف كل زوجين منها لبعضها بعضاً وتكون A_k عند ذلك معدومة تقريباً . أما من اجل K فردياً فإنه في النتيجة يبقى تأثير واحدة من المناطق غير مضعف وبذلك تكون A_k اكبر من سابقتها .

وأوضح من ذلك ، فإننا نحصل على A_k من تجزئة كل الحدود ذات المرتبة الفردية الى حدين وذلك من العلاقة (4—4) :

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2} \quad ، \quad a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2}$$

أي أنه من اجل K فردياً نحصل على .

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots +$$

$$+ \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2}\right) + \frac{a_k}{2} \qquad (4-4\,a)$$

ومن أجل K زوجياً نحصل على :

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots +$$

$$+ \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2}\right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k \qquad (4-4\,b)$$

وكما ذكرنا سابقاً فان السمات a_k تتناقص تدريجياً بازدياد K . لذا يمكننا ان نعد بشكل تقريبي أن سمة الاهتزازات المنتمية الى منطقة ما ذات المرتبة K مساوية المتوسط الحسابي :

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}$$

وبهذا فان مجموع الحدود داخل الاقواس في العلاقتين (4 - 4 a) و (4 - 4 b) يساوي الصفر وانه من أجل K فردياً يكون :

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2} \qquad (4-5)$$

ومن اجل K زوجياً يكون :

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k \qquad (4-5\ a)$$

فلو كان عدد المناطق K كبيراً كبراً مناسباً ، فان سعات الاهتزازات بالنسبة للمنطقتين K-1 و K لاتختلف كثيراً عن بعضها بعضاً وبذلك يمكننا بشكل تقريبي أن نكتب :

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = - \frac{a_k}{2}$$

وبهذه الطريقة فإن المساواتين (4—5) و (4—5 a) تكتبان بشكل عام :

$$A_k = \frac{a_1}{2} \mp \frac{a_k}{2} \qquad (4-6)$$

حيث الإشارة (+) من اجل K فردياً (اي عدد فردي من المناطق) والاشارة (-) من اجل K زوجياً (عدد زوجي من المناطق) .

إن عدد المناطق المتوضعة على جزء من صدر الموجة المحدد بفتحة في حاجز يتعلق بأبعاد الفتحة منسوبة الى طول الموجة λ وبوضع هذه الفتحة .

ومن العلاقة (4-1 a) فإن نصف قطر المنطقة ذات المرتبة K يساوي :

$$\rho^2_k = r^2_k - (r_0+h)^2 = r^2_k - r_0^2 - 2\, r_0 h - h^2$$

وباعتبار h اصغر بكثير من r_0 فإن .

$$\rho^2_k = r^2_k - r_0^2 - 2\, r_0 h$$

وبتبديل h بقيمتها من (4-2 a) نجد :

$$\rho^2_k = r^2_k - r_0^2 - K\frac{r^2_0}{R+r_0}\cdot\lambda$$

وفي النهاية بتبديل قيمة $r^2_k - r^2_0$ من العلاقة (4-3) بالمقدار $K r_0 \lambda$ نجد :

$$\rho^2_k = K\frac{r_0 R}{R+r_0}\cdot\lambda$$

أي أن :

$$\rho_k = \sqrt{K\frac{r_0 R}{R+r_0}\cdot\lambda} \qquad (4-7)$$

ومن الواضح ان ρ_k هو في الوقت نفسه نصف قطر الفتحة في الحاجز ؛ وبذلك نحصل على عبارة K كما يلي :

$$K = \frac{\rho}{\lambda}\ \frac{\rho(R+r_0)}{r_0 R} \qquad (4-8)$$

ومن اجل صدر الموجـــة المستوي أي من اجل $R = \infty$ فان العلاقـــة (4 – 8) تأخذ الشكل :

$$K = \frac{\rho}{\lambda}\cdot\frac{\rho}{r_0}$$

أو :

$$K = \frac{\rho}{\lambda}\cdot\alpha \qquad (4-8\,a)$$

حيث $\alpha = \frac{\rho}{r_0}$ هي الزاوية التي ترى من خلالها الفتحة في النقطة P .

وتكون السعة المحصلة في النقطة P متعلقة بعدد المناطق الظاهرة من خلال الفتحة (اي بـ K) . ومن اجل المعطيات (طول الموجة ، ووضع الحاجز ذي الفتحة ، وأبعاد الفتحة نفسها) اي (λ , R , ρ) فان عــدد المناطق الظاهرة او (المكشوفة بواسطة الفتحة) اي K يتحدد بوضع النقطـة P . ومن اجل مواضع مختلفة لـ P فإن العدد K يكون مختلفـاً . ففي المواضع التي من اجلها K فردياً فان السعة المحصلة A_k تكون أكبر منها من أجل K زوجياً . ومربع السعة يعين طاقة الاهتزازات . وتعين الطاقة بدورهـا شدة الاضاءة .

وبهذه الطريقة فإننا عند الانتقال على طول $B_0 A'$ نصادف تارة اضاءة اكبر وتارة اخرى اضاءة اقل . ومن اجل المعطيات r_0 , R اي من اجل اوضـاع المنبـع والحاجز ذي الفتحة المعينين والنقطة P فان الاضاءة في النقطــة P تتعلق بأبعاد الفتحة (ρ) ، ونسبتها (اي نسبة الابعاد) الى طول الموجة . وهكذا نصل الى النتيجة التالية :

لاينتشر الضوء في هذه الحالة بشكل مستقيم ، وتتحدد الاضاءة في النقطة P بأبعاد الفتحة $C' C''$ ووضعها ، وبالتالي فإنها تتحدد بتأثير كل النقاط الموجودة على الجزء المكشوف من صدر الموجة . فلو ازدادت ابعاد الفتحة $C' C''$ الى اللانهاية اي ترك كل صدر الموجة مكشوفاً فإن تأثير المنطقة الاخيرة a_k يصبح صغيراً صغراً لانهائياً وبالتالي فإنه من العلاقة (6 — 4) تكون :

$$A_\infty = \frac{a_1}{2}$$

ولو اختيرت ابعاد الفتحة $C' C''$ من اجل النقطة P نفسها بحيث يتوضع عدد فردي من المناطق على صدر الموجة المكشوف بالفتحة المذكورة فان :

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}$$

أي انها اكبر من قيمتها فيما لو كان كل صدر الموجة مكشوفاً (اي بدون فتحة) . والقيمة العظمى لـ A_k في النقطة P التي من اجلها تتوضع في الفتحة المنطقة الاولى فقط هي $A_1 = a_1$ اي انها اكبر مرتين من A_∞ وتكون $\frac{a_k}{2}$ صغيرة من اجل K كبيرة . والسعة A_k عند ذلك لاتختلف كثيراً عن A_∞ . ومنه فان ابعاد الفتحة $C' C''$ لاتؤثر بقليل أو كثير في الاضاءة في النقطة P بهـــذه القيمة الكبيرة لـ K . ولو انتشر الضوء بشكل مستقيم لمـــا أثرت بصورة عامة أبعاد الفتحة على الاضاءة في النقطة P .

وبهذا نصل الى النتيجة الهـــامة التالية : النتائج الناتجة عن التصورات الموجية للضوء تتطابق مع النتائج الناتجة عن التصورات بأن الضوء ينتشر بشكل مستقيم في حالة كون عدد المناطق المكشوفة (مناطق فرنل) كبيراً جداً .

ومن السهولة معرفة الشروط التي من اجلها يكون عدد المناطق المتوضعة في الفتحة كبيراً جداً . ومثال ذلك في حالة صدر الموجة المستوي ($R = \infty$) من اجل النقطة P والتي تبعد عن الفتحـــة $r_0 = 50$ Cm و $\rho = 5$ m.m. و $\lambda = 5 . 10^{-5}$ Cm ومنه حسب العلاقة (4 – 8 a) نجد :

$$K = \frac{0.5}{5.10^{-5}} \cdot \frac{0.5}{50} = 100$$

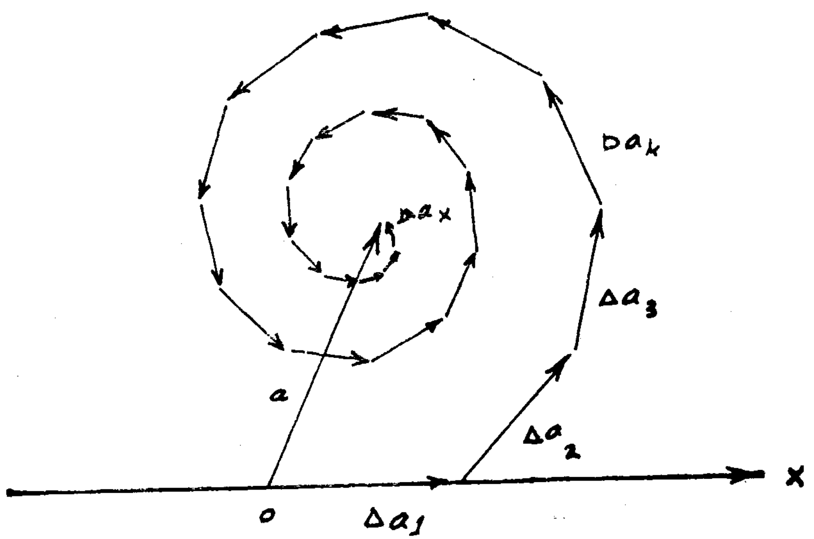
وبهذا الشكل وفي هذه الشروط يتوضع في الفتحة عدد ملحوظ من المناطق والزيادة المقبلة لابعاد الفتحة لاتؤثر عملياً في الاضاءة في النقطة P . وهـــذا يـكافيء انتشار الضوء بشكل مستقيم . ومن اجل النقطة P التي تبعد عن تلك الفتحة ذات نصف القطر $\rho = 5$ m.m. مسافة قدرها 50 Cm فان الفتحة تتسع لمنطقة واحدة فقط ، وعندها فإن طبيعة الضوء الموجية تظهر بشكل جلي .

2 — 4 جمع السعات هندسياً :

يمكن الوصول الى النتائج نفسها التي توصلنا اليها في الفقرة السابقة بطريقة جمع السعات هندسياً . ولا حاجة هنا لتشكيل المناطق . ويمكننا هنا أن ننظر في المسألة مهما ضافت الحلقة (المنطقة) . وسنستخدم من أجل الجمع الهندسي للسعات مفهوم شعاع السعة a . ويفهم تحت اسم شعـاع السعة ، الشعاع a_i الذي طوله يساوي السعة . والزاوية α التي يصنعها هذا الشعاع مع محور معين مثل ox تساوي الطور الابتدائي للاهتزاز . فعند جمع عدة حركات اهتزازية ممثلة بالاشعة a_i فإن مجموع الاهتزازات يمثل بالشعاع a وهو يساوي حاصل جمع a_i . ويعطي طول الشعاع α السعة الكلية .

بينما تعطي الزاوية المحصورة بـــين الشعاع a والمحور ox الطور الابتدائي للمحصلة . لنجزىء السطح الحر لصدر الموجة الى مناطق دائرية ضيقة جـداً . تمثـل الاهتزازات الآتية الى النقطة P من المنطقة الاولى بالشعاع Δa_1 ، وليكن الطور الابتدائي له مساوياً الصفر ، وعندها وكما هو واضح من الشكل (6-4) فان Δa_1 ينطبق على ox . وسعة الاهتزاز الآتي من المنطقة الثانية الى النقطة

P اصغر بقليل من سعة الاهتزاز الآتي من المنطقة الاولى . وعدا ذلك فـان الاهتزاز (من المنطقة الثانية) يتخلف بعض الشيء في طوره عن سابقـه . ولهذا فان Δa_2 يمثل الاهتزاز الآتي الى النقطة P من المنطقة الثانية الذي هو اصغر من Δa_1 وزاويته مع ox اكبر من سابقتها .

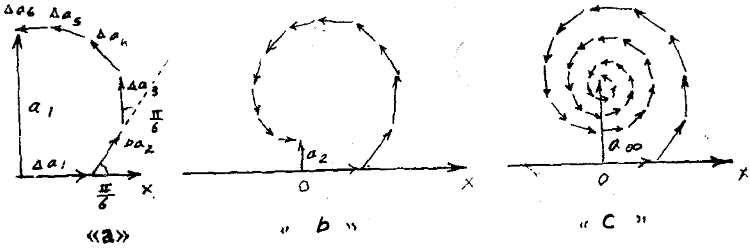


الشكل (6 – 4)

وهكذا وفق الشكل السابق نحصل على السعة المحصلة في النقطـــة P بوصل النقطة O بنهاية الشعاع Δa_k .

ولنفرض ان المناطق قد أخذت بحيث يكون فرق الطور بين المناطق المتجاورة ثابتاً ويساوي مثلاً $\frac{\pi}{6}$. والشكل (7 a – 4) يمثـل محصلة الاشعة الستة الاولى . وللشعاع الاخير طور ابتدائي معاكس للطور الابتدائي للشعاع الاول Δa_1 . وفي

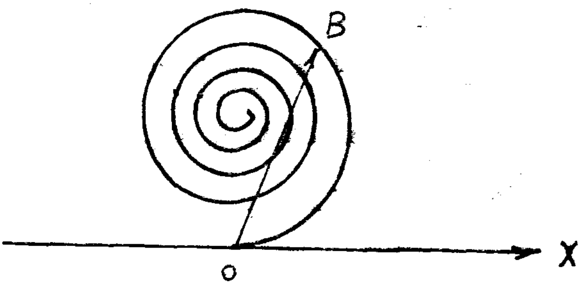
هذه الحالة الخاصة فان المناطق الستة الاولى تقابل المنطقة الاولى من مناطق فرنل السابقة . وبهذا فان الشعاع a_1 يقابل الاهتزاز الحاصل من المنطقة الاولى من مناطق فرنل وبالطريقة نفسها فان a_2 يقابل الاهتزازات الحاصلة من المنطقتين الاولى والثانية من مناطق فرنل الشكل (7 b – 4) وهلم جرا ... وكما هو



الشكل 7 – 4

واضح فان طول الشعاع a_2 اقل من طول الشعاع a_1 ، وهذا يوافق النتائج التي توصلنا اليها في الفقرة السابقة . وبصورة عامة فان عدد المناطق المكشوفة يحدد قيمة السعة المحصلة . فتارة كبيرة وتارة صغيرة وذلك في نقطة مثل P .

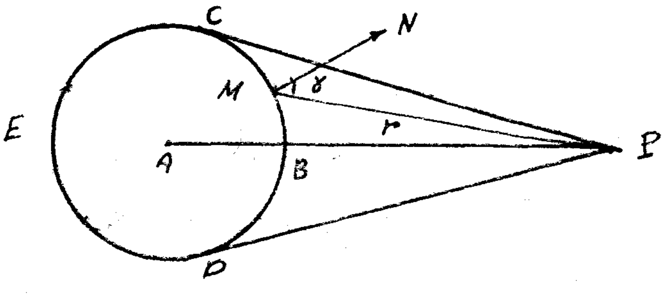
والشكل (7 c = 4) يدل على ان صدر الموجة مكشوف كلياً . وبمقارنة (a) و (c) نجد ان $a_\infty = \frac{a_1}{2}$. وهذه النتيجة تتوافق مع سابقتها في حالة الجمع الجبري للسمات . وعندما تكون المناطق ضيقة الى حد كبير فان الخط المنكسر في الشكل (7 – 4) يتحول الى منحن كما في الشكل (8 — 4) . وتفيد الطريقة الهندسية في الحصول على سعة الاهتزازات في اي نقطة من المحور 'AA كما في الشكل (4-4) . وتختلف هذه الطريقة عن سابقتها بأن



الشكل (8 — 4)

الاولى تأخذ عدداً صحيحاً من المناطق لإيجاد السعة المحصلة في نقاط معينة من المحور AA' ، بينما في الطريقة الهندسية نستطيع الحصول على السعة المحصلة في أية نقطة من نقاط المحور المذكور بسبب كون المناطق ضيقة جداً . وتوجد في طريقة فرنل نواقص جدية لايمكن التغاضي عنهـــا وتبقى غامضة ولا يمكن الإجابة عنها وسنبين ذلك فيما يلي :

لنفرض ان A منبع نقطي كما هو واضح في الشكل (٩ — ٤) والذي يتشكل بواسطته بعد زمن معين صدر موجة كروية BCED . فمن أجل تعيين



الشكل (٩ — ٤)

سعة الاهتزازات في النقطة P يجب أن نجمع في هذه النقطة كل الاهتزازات الآتية من CBD . ولم يؤخذ الجزء DEC بعين الاعتبار في حساب فرنل . ولو أقمنا الناظم N على السطح فإنه حسب ماتقدم تكون سعة الاهتزازات الآتية إلى النقطة P متعلقة بمقدار الزاوية γ التي يصنعها r مع N . وتكون السعة أعظمية في النقطة P من أجل الاهتزازات الآتية من المنطقة القريبة من B حيث $\gamma = 0$. والسعات من المناطق القريبة من C و D حيث $\gamma = \frac{\pi}{2}$ معدومة . وتكون السعات من أجل $\gamma > \frac{\pi}{2}$ معدومة أيضاً . وبهذه الطريقة يجب أن لاتحسب المنطقة الخلفية CED في حساب المحصلة ، وهذا هو الجانب السلبي الأول في حساب فرنل . أما الجانب السلبي الآخر فينحصر في أنه (أي حساب فرنل) يعطي قيمة غير صحيحة للطور الابتدائي في النقطة P . إن قيمة الطور في النقطة P المحسوبة بواسطة الطريقة الهندسية لمحصلة الاهتزازات الآتية من مناطق منفردة لصدر الموجة المكشوف كلياً تختلف بمقدار $\frac{\pi}{2}$ عما هو عليه في الواقع .

وفي الحقيقة عند سقوط موجة مستوية على حاجز ذي فتحة صغيرة لدرجة كافية بحيث لايرى من النقطة P إلا جزء صغير من المنطقة المركزية لمناطق فرنل ، فإن الاهتزازات في النقطة P تمثل كما في الشكل (4 — 7 c) بالسهم الأول الموازي لـ ox . ولو كان صدر الموجة مكشوفاً بشكل تام فان الاهتزازات في P تمثل بالشعاع a_{∞} العمود على ox . ومن هنا نرى أن طور الاهتزازات الآتية من صدر الموجة المستوي وغير المحدود كان يجب أن يتأخر بمقدار

$\frac{\pi}{2}$ عن طور الاهتزازات الآتية من فتحة صغيرة أي من الاهتزازات المنتشرة على شكل نصف موجة كروية . ولكن حساب فرنل مفيد في حساب السعات ويعطي قيمتها الصحيحة وبالتالي الإضاءات الصحيحة . ومن المهم في أغلب المسائل أن نعرف الإضاءة .

والحساب الدقيق في الانعراج يمكن ان يتم بناء على النظرية الكهرطيسية للضوء .

3 — 4 نظرية كيرشوف في الانعراج :

لننظر في المسألة في حالتها العامة من وجهة النظر الكهرطيسية :

ليكن حقل الإشعاع الضوئي معطياً بموجة من الشكل :

$$E_1 (x , y , z , t) = e^{i\omega t} \psi (X,y,Z) \qquad (4-9)$$

وإلى جانب ذلك فان حقل الموجة الابتدائية (من اجل واحدة السعة) يمكن ان يكتب على الشكل :

$$E_2 = \frac{e^{i(\omega t - kr)}}{r} \qquad (4-10)$$

حيث r : المسافة بين النقطة M والنقطة P في الشكل (10-4) ،

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$: القيمة المطلقة للشعاع الموجي $\vec{K}$

ويمكن كتابة E_2 في الحالة العامة كما يلي :

$$E_2 = e^{i\omega t} \chi (x , y , z) \qquad (4—11)$$

وبالتالي فإن E_1 , E_2 يحققان المعادلات الموجية :

$$\left.\begin{aligned} \ddot{E}_1 &= C^2 \nabla^2 E_1 \\ \ddot{E}_2 &= C^2 \nabla^2 E_2 \end{aligned}\right\} \qquad (4-12)$$

(حيث تشير النقطتان فوق كل من E_1 , E_2 إلى المشتق الجزئي من الدرجة الثانية بالنسبة لـ t) كما ورد ذلك في الفصل الأول .

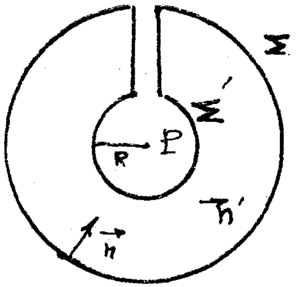
فإذا أبدلنا في العلاقة (12 – 4) قيمتي E_1 , E_2 فإننا نحصل على :

$$\left.\begin{aligned} \omega^2 \psi &= C^2 \nabla^2 \psi \\ \omega^2 \chi &= C^2 \nabla^2 \chi \end{aligned}\right\} \qquad (4-13)$$

ومن أجل التابعين ψ , χ فإن دعوى غرين صحيحة وبالتالي :

$$\int_V (\psi \Delta \chi - \chi \Delta \psi) dV = - \int_\Sigma (\psi \frac{\partial \chi}{\partial n} - \chi \frac{\partial \psi}{\partial n}) d \Sigma \qquad (4—14)$$

(حيث يعين $\int_V$ التكامل الحجمي و $\int_\Sigma$ التكامل على السطح المحدد للحجم المذكور) و n الناظم على سطح التكامل كما هو واضح من الشكل (10 — 4) وبأخذ العلاقة (13–4) بعين الاعتبار فإن ماتحت التكامل في الجانب الأيسر من (14– 4) يساوي الصفر وبالتالي فإن :



الشكل (10 - 4)

$$\int_{\Sigma} \left(\psi \frac{\partial \chi}{\partial n} - \chi \frac{\partial \psi}{\partial n} \right) d\Sigma = 0 \qquad (4-15)$$

ولتكن النقطة المدروسة P واقعة داخل الحجم الذي نكامل عليه والمحدود بالسطح Σ وتكون $r = 0$ في النقطة P وينتهي التابع χ إلى اللانهـاية . فمن أجل تلافي انتهاء التكامل إلى اللانهاية يجب أن نقطع النقطة P بالدائرة ذات نصف القطر R ، وعند ذلك ينقسم التـكامل (15–4) الى قسمين أولهما على السـطح Σ وثانيهما على السطح Σ' أي أن :

$$\int_{\Sigma} + \int_{\Sigma'} = 0 \qquad (4-15')$$

ومن اجل التـكامل الثاني فإن :

$$\frac{\partial \chi}{\partial n'} = \frac{\partial}{\partial n'}\left(\frac{e^{-iKR}}{R}\right) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{e^{-iKR}}{R}\right) = \frac{-iKRe^{-iKR} - e^{-iKR}}{R^2}$$

فعندما $R \to 0$ فإننا نحصل على .

$$\frac{\partial \chi}{\partial n'} = -\left(\frac{iK}{R} + \frac{1}{R^2}\right) \qquad (4-16)$$

وبما أن :

$$d\Sigma' = R^2 \, d\Omega$$

حيث $d\Omega$ الزاوية الحجمية ، فإن :

$$\int_{\Sigma'} = \int_{R\to 0} \left(\psi \frac{\partial \chi}{\partial n'} - \chi \frac{\partial \psi}{\partial n'}\right) d\Sigma' =$$

$$= -\int_{R\to 0} \psi \, d\Omega - \int_{R\to 0} iKR\psi \, d\Omega - \int_{R\to 0} R \frac{\partial \psi}{\partial R} d\Omega$$

والتكاملان الثاني والثالث في الجانب الأيمن عندما $R \to 0$ يساويان الصفر .

والتكامل الاول يعطي $4\pi\psi(P)$ ؛ وعند ذلك من اجل الحقل في النقطة P يكون :

$$\psi(P) = \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma} [\ \psi \frac{\partial}{\partial n}(\frac{e^{-iKr}}{r}) - \frac{e^{-iKr}}{r}\ \frac{\partial \psi}{\partial n}]\ d\Sigma \qquad (4-17)$$

ولو ضربنا طرفي العلاقة (17—4) بالمقدار $e^{i\omega t}$ فإننا نحصل على :

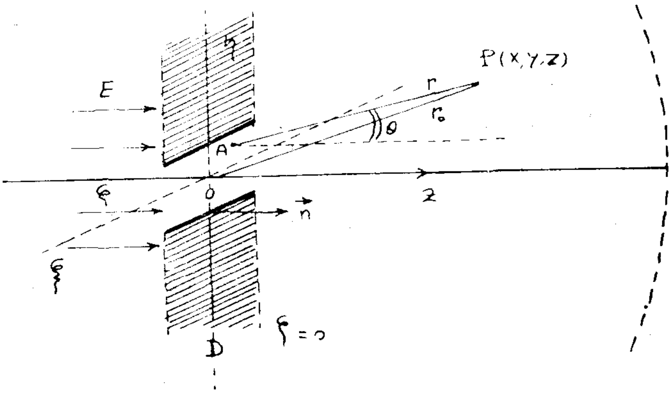
$$E\ (P) = \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma} [\ E \frac{\partial}{\partial n}(\frac{e^{-iKr}}{r}) - \frac{e^{-iKr}}{r}\ \frac{\partial E}{\partial n}]\ d\Sigma \qquad (4-18)$$

وتدعى العبارة الاخيرة علاقة كيرشوف ، والتي تعطي تعبيراً صارماً لمبدأ هويجنز . ويمكن بمساعدتها حساب الحقل الكهرطيسي في نقطة مدروسة عندما يكون حقل الموجة الضوئيه $E\ (x , y , z , t)$ معطى على أي سطح اختياري، كما يمكن تفسير ظهور القيمـــة المتأخرة في الطور . وسندرس فيما يلي لوحة الانعراج في مكان اختياري بعد مرور الموجة الضوئية خلال الحواجز المحددة. وقد سميت هذه الحالة في الانعراج بانعراج فرنل .

4-4 : انعراج فرنل :

ليكن لدينا الحاجز الممتد D ذو الفتحة التي تسمح للموجة الضوئية بالمرور من خلالها كما في الشكل (11 — 4) :

ولنرمز للإحداثيات في مستوي الحاجز بالرموز η , ξ ولـــلإحداثيات في المستوي العمودي على $\vec{n}$ والذي هو بدوره (أي $\vec{n}$) عمودي على سطح الحاجز D والمار من النقطة المدروسة P بالرموز X , y وينطبق الإحداثي Z على الناظم $\vec{n}$ في منتصف الفتحة o وللإحداثيين z , ζ الاتجاه نفسه . في هذه



الشكل (11 — 4)

الحالة يمكن أن يتجزأ التكامل (18—4) في الفقرة السابقة الى ثلاثة اجزاء .

آ) التكامل على الفتحة .

ب) التكامل على الجزء غير النافذ من الحاجز D .

حـ) التكامل على نصف الكرة اللانهائية الحاوية النقطة P . وسنفرض ان الحقل خلف الحاجز المعتم مساو للصفر على الرغم من ان هذا الافتراض غير دقيق بصورة عامة .

وعلى نصف الكرة الممتدة فإن عبارة ماتحت التكامل تطابق الصفر ، لأن الحقل في اللانهاية يساوي الصفر . وفي الحقيقة يمكننا الافـــتراض من اجل نصف الكرة الممتدة هذه ان الحقل :

$$E = \chi(\theta)\,\frac{e^{i(\omega t - Kr)}}{r} \qquad (4\text{—}19)$$

وعندها يكون :

$$E \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-iKr}}{r} \right) - \frac{e^{-iKr}}{r} \frac{\partial E}{\partial n} \equiv 0$$

وهذا يعني أن التكامل في العلاقة (4-18) من الفقرة السابقة يجب أن يؤخذ على السطح $\sum_0$ للفتحة فقط .

فلو وردت على الفتحة موجة ضوئية مستوية :

$$E = E_0 \, e^{i(\omega t - K\zeta)} \qquad (4-20)$$

حيث يختلف ζ , Z بمقدار ثابت فقط ، لكان علينا ان نحسب قبل كل شيء عبارة r^2 حيث r المسافة بين النقطة الاختيارية A في الفتحة والنقطة P . ونجد من الهندسة التقليدية أن :

$$r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^3 + (z - \zeta)^2 \qquad (4-21)$$

ولنحسب مشتقات E و $\frac{e^{-iKr}}{r}$ في الفتحة حيث $\zeta = 0$:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial n} \right)_{\zeta=0} = \left(\frac{\partial E}{\partial \zeta} \right)_{\zeta=0} = -ik \, E_0 \, e^{i\omega t}$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-ikr}}{r} \right)_{\zeta=0} = - \frac{ikr + 1}{r^2} \, \frac{\zeta - z}{r} \, e^{-ikr}$$

وبما أن $kr \gg 1$ فان :

$$\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right)_{\zeta=0} = ik\frac{z\,e^{-ikr}}{r^2}$$

ولنضع هذه التعابير في علاقة كيرشوف فنحصل على :

$$E(x,y,z,t) = \frac{i\,k\,E_0\,e^{i\omega t}}{4\pi}\int_{\Sigma_0}\frac{e^{-ikr}}{r}\left(1+\frac{z}{4}\right)d\zeta d\eta \qquad (4-22)$$

وبما أن $\frac{z}{r} = \cos\theta$ فإن :

$$E(x,y,z,t) = \frac{ikE_0\,e^{i\omega t}}{4\pi}\int_{\Sigma_0}\frac{e^{ikr}}{r}(1+\cos\theta)\,d\zeta\,d\eta \qquad (4-23)$$

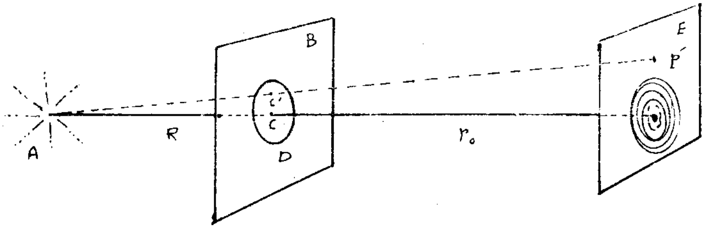
ولو كان الحقل في الفتحة اكثر تعقيداً مثلا $E_0(\zeta,\eta,0)$ فإن التعبير (23–4) يكتب في الحالة العامة :

$$E(x,y,z,t) = \frac{ike^{i\omega t}}{4\pi}\int_{\Sigma_0} E_0(\zeta,\eta,0)\,\frac{e^{-ikr}}{r}(1+\cos\theta)d\zeta d\eta \qquad (4-24)$$

ومن اجل حساب التابع $E(x,y,z,t)$ في حالة ما معروفة يجب معرفة صيغة الفتحة Σ_0 الرياضية .

5 – 4 انعراج فرنل عند فتحة مستديرة :

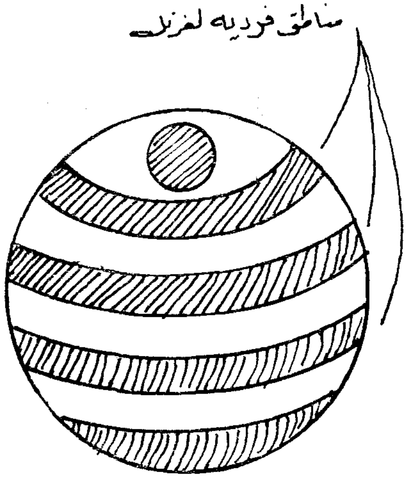
سندرس الظاهرة هنا بالطريقة الهندسية السالفة الذكر . فليكن A منبعاً ضوئياً نقطياً كما هو واضح في الشكل (12–4) .



الشكل (12 — 4)

وليكن B حاجزاً غير شفاف بفتحة دائرية D بمركز في C . وأخيراً ليكن E حاجزاً تشاهد عليه الإضاءة . ففي حالة الانتشار المستقيم للضوء كان يجب أن نحصل على الحاجز E على قرص مضاء بحدود واضحة ؛ ولكننا في الواقع نحصل على لوحة أكثر تعقيداً . وتأثير صدر الموجة المارة خلال الفتحة D في النقطة P الواقعة على المحور AC كان قد حدد سابقاً . وتكون الإضاءة في النقطة P ذاتها أكبر او اصغر من الإضاءة في حال كون كامل صدر الموجة مكشوفاً . وذلك منوط بالعدد الفردي أو الزوجي لمناطق فرنل المتوضعة في الفتحة . ومن أجل تعيين الإضاءة في نقطة مثل P′ غير واقعة على امتداد AC فإننا نحاكم المسألة كما يلي : فلو لم يكن الحاجز B موجوداً لاستطعنا أن نعين تأثير صدر الموجة في النقطة P′ بتشكيل المناطق التي مركزها مثلا النقطة C′ .

وبوجود الحاجز B فإن الفتحة D لاتكون متناظرة بالضرورة بالنسبة للمناطق . ويبدو الجزء المكشوف من المناطق كما هو واضح في الشكل (13—4) حيث تمثل الحلقات المخططة المناطق الفردية من مناطق فرنل ولا يتحدد تأثير



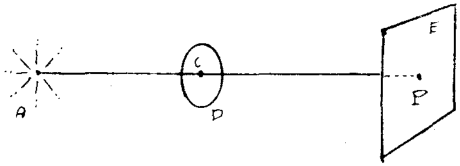
الشكل (13 — 4)

هذه الحلقات في النقطة 'P بعددها فحسب ، وإنما بالجزء المكشوف من كل منطقة . والحساب الدقيق للسعة المحصلة في 'P معقد ، ولكن من الواضح أنه عند الابتعاد عن النقطة P فإننا نصادف تارة أماكن أكثر إضاءة وتارة أخرى أماكن أقل إضاءة . وبما ان اللوحة يجب ان تكون متناظرة دائرياً فإنه يتشكل حول النقطة P حلقات متناوبة مضيئة واخرى أقل إضاءة . ومن العلاقة (8 — 4) من الفقرة الاولى من هذا الفصل فإن k يتعلق بالنسبة $\frac{\rho}{\lambda}$ (حيث ρ نصف قطر الفتحة) وبالبعد R من المنبع حتى الحاجز و بـ r_0 من الحاجز حتى نقطة المشاهدة . وعند زيادة R الى اللانهاية فإن العلاقة (8 — 4) المذكورة تنتقل الى الشكل (4-8a) من الفقرة الاولى نفسها .

ومن أجل ان تكون اللوحة التداخلية الناتجة عن الانعراج واضحة يجب اختيار المنبع بشكل ملائم أي يجب ان يكون صغيراً صغراً كافياً .

6 - 4 انعراج فرنل عند حاجز غير شفاف على شكل قرص دائري :

ليكن A منبعاً ضوئياً نقطياً ، و D قرصاً دائرياً غير شفاف مركزه النقطة C كما هو واضح من الشكل (14—4) . ولنعين قبل كل شيء تأثير صدر الموجة في النقطة P الواقعة على المحور AC ، وليغطي اللوح D عدداً من المناطق قدره k . فعندئذ يأتي الى النقطة P اهتزازات من كل المناطق المتبقية بدءاً من المنطقة ذات المرتبة (k + 1) . ويجمع تأثيرات كل هذه المناطق ، كما فعلنا في الفقرة الأولى فإننا نصل الى ان سعة الاهتزازات A_p في النقطة P تساوي نصف سعة الاهتزازات الآتية من المنطقة ذات المرتبة (k + 1) أي :



الشكل (14— 4)

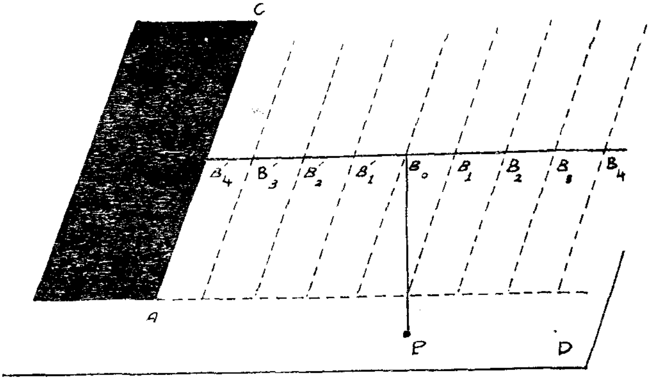
$$A_p = \frac{a_{k+1}}{2}$$

وهكذا بصرف النظر عن ابعاد القرص ووضعه فان الإضاءة تبقى في مركز خياله الهندسي على اللوح E ، وتتعلق شدة الاضاءة هذه بعدد المناطق المحجوزة فقط . فلو حجز القرص D كثيراً من المناطق فان المقدار $\frac{a_{k+1}}{2}$ يكون صغيراً وبالتالي فان الاضاءة في النقطة P تكون صغيرة ايضاً . ومن اجل

النقاط الواقعة خارج المحور AC فان القرص في هذه الحالة يكون غير متناظر بالنسبة للمناطق وتكون السعة المحصلة كبيرة او صغيرة ويتعلق هذا بالاجزاء المحجوزة من المناطق . وهكذا فان النقطة المركزية المضيئة تكون محاطـــة بحلقات متناوبة مضيئة وأخرى مظلمة . ولو حجز القرص جزءاً صغيراً فقط من المنطقة المركزية فان الامواج تنعرج ولا يتشكل خيال للقرص إطلاقاً .

7 — 4 انعراج فرنل عند الحد المستقيم لنصف المستوي :

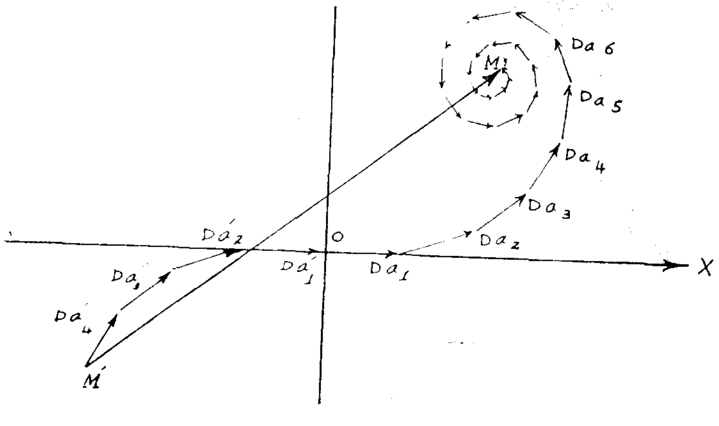
ليكن لدينا نصف المستوي غير الشفاف ذو الحد المستقيم كما هو واضح من الشكل (15 - 4) ولنفرض ان صدر الموجـة المستوية يرد موازياً نصف المستوي المذكور . فلو كان الضوء ينتشر بشكل مستقيم لحصلنـــا على اللوح D على



الشكل (15 — 4)

ظل مميز لنصف المستوي المذكور . ولكن في الحقيقة وبسبب طبيعة الضوء الموجية فاننا نشاهد على الحاجز D لوحة انعراجية معقدة ومن اجل تعيين هذه اللوحة نستخدم طريقة فرنل بجمع الاهتزازات الآتية من المنـــاطق المختلفة لصدر

الموجة . وبما ان صدر الموجة في هذه الحالة مستو فاننا ننشىء المناطق على شكل أشرطة بدلاً من الحلقات . لننظر في النقطة P الواقعة على الحاجز D وليكن نصف المستقيم PB_0 عمودياً على صدر الموجة ، ولتكن الاشرطة ضيقة للغاية بحيث لاتختلف الاهتزازات الواردة الى P من شريطين متجاورين بأطوارها إلا قليلاً . فمن اجل تعيين السعة المحصلة في P نستخدم الطريقة الهندسية كما ورد سابقاً . ولنضع شعاع السعة Δa_1 للاهتزازات الآتية من المنطقة الاولى اليمنى B_0B_1 الى النقطة P على طول المحور ox كما هو وارد في الشكل (4-16) . وهكذا تتم العملية بالطريقة نفسها بالنسبة للمناطق التي تقع على يمين النقطة B_0 . وعدد هذه المناطق لانهائي بسبب امتداد صدر الموجة بهذا الاتجاه ، وبذلك فاننا نحصل نتيجة الإنشاء على الحلزون المنكسر oM_1 .



الشكل (4-16)

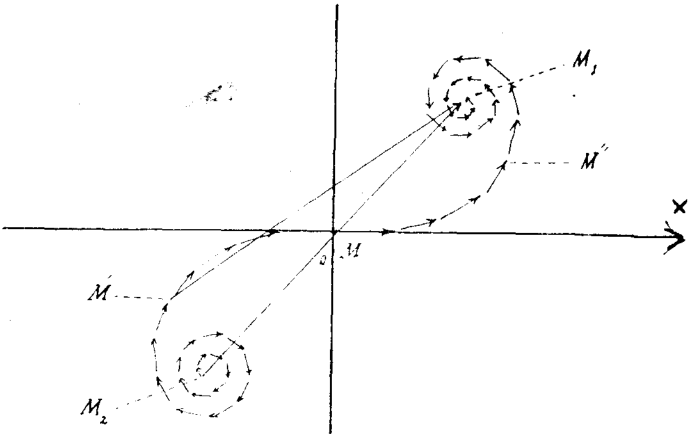
وبما ان لـ $\Delta a_1'$ طوراً ينطبق مع طور Δa_1 فانه يأخذ الاتجاه ذاته كما هو بالنسبة لـ Δa_1 وهكذا بالنسبة لـ $\Delta a'_2$ و $\Delta a'_3$ و $\Delta a'_4$.

وتجدر الاشارة الى أن عدد الاشرطة محدود في الجانب الايسر من النقطة B_0 بسبب كون صدر الموجة محدداً في هذا الجانب . ولذا فان المحصلة A_p في النقطة P تساوي :

$$A_p = \sum_{k=1}^{\infty} \Delta a_k + \sum_{k=1}^{n} \Delta a'_k$$

ومن الواضح في الشكل (15—4) ان n = 4 ولذلك فان المحصلة ممثلة في الشكل (16—4) بالشعاع $M' M_1$ وتتحدد الاضاءة في النقطة P بمربع طول $M' M_1$ وعدد المناطق المكشوفـــة يختلف من وضع لآخر بالنسبة للنقطة المذكورة .

والعدد اللانهائي للمناطق اليمنى واليسرى يتشكل في حالة كون صدر الموجة مكشوفاً كليـــاً . ويبين الشكل (17 – 4) المخطط الهندسي لهذه الحـــالة .



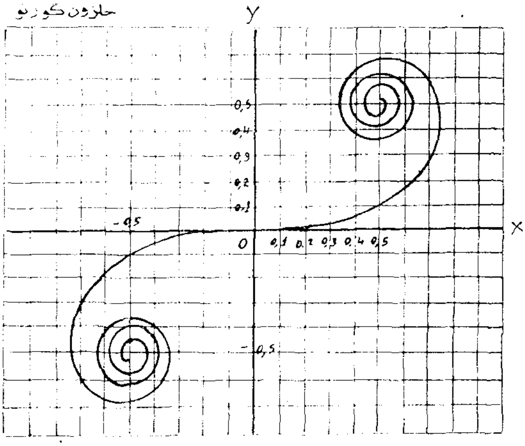
الشكل (17— 4)

ومربع $M_1 M_2$ يحدد الاضاءة في نقطة معينة ، ويحدد الحلزون في المخطط السالف الذكر الاضاءة في أية نقطة على الحاجز D .

وفي حقيقة الأمر لتكن النقطة P واقعة على حرف الظل الهندسي وهذا يوافق حالة كون كل المناطق اليسرى مستورة وكل المناطق اليمنى مكشوفة، وبالتالي فإن الشعاع MM_1 يمثل محصلة الاهتزازات في النقطة P . وعند زحزحة النقطة P الى اليمين من حد الظل الهندسي (أي نحو المنطقة بحيث اذا انتشر الضوء بصورة مستقيمة لايمكن الحصول على اضاءة متجانسة) ، فإن عدد المناطق المكشوفة يزداد . وهذا يوافق كما هو واضح في الشكل (17—4) زحزحة النقطة M الى اليسار على طول لفات الحلزون ، وتكون الاضاءة أعظمية في نقطة مثل P التي توافق الشعاع $M'M_1$.

وعند الاستمرار في زحزحة النقطة P فان طول الشعاع المقفل يزداد تارة وينقص تارة اخرى لأن النقطة 'M تستمر في سيرها على الجزء الايسر من الحلزون . وهكذا عوضاً عن الاضاءة المتجانسة تتشكل في المنطقة الواقعة خارج الظل الهندسي أهداب متناوبة مضيئة واخرى مظلمة .

من اجل الحساب الدقيق للإضاءة يتوجب علينا ان نختار الاشرطة (المناطق) ضيقة جداً ؛ وعند ذلك يتحول المنحني المنكسر (17—4) الى خط حلزوني مضاعف كما في الشكل (18—4) والذي يحمل اسم حلزون كورنو . وقد اختير المقياس بحيث نحصل على واحدة الاضاءة عندما يكون كامل صدر الموجة مكشوفاً :

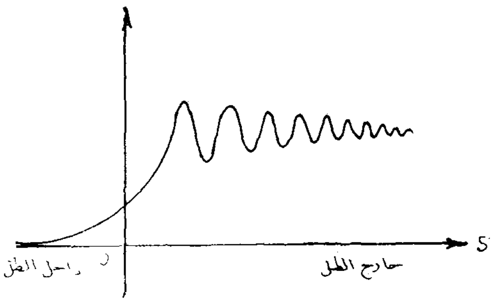


الشكل (18 - 4)

وللحلزون نقطتان تقاربيتان من أجل :

$$y = \mp 0,5 \qquad , \qquad x = \mp 0.5$$

ويمكن استخراج عبارتي y , x المعروفتين باسم تكاملي فرنـــل من تعبير كيرشوف الآنف الذكر . ويعطي الشكل (19 - 4) توزع الإضاءة بالقرب من حد الظل الهندسي الناتج من نصف المستوي وقد حسبت بالاستعانة بحلزون



الشكل (19 — 4)

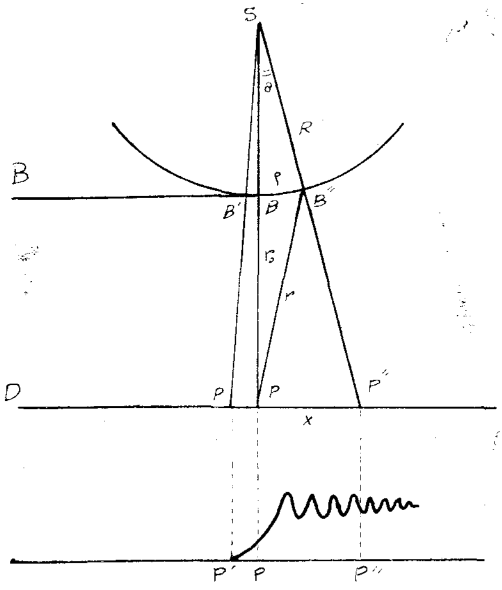
كورنو . والنقطة o هي حد الظل الهندسي .

8 — 4 تكاملا فرنل :

في الشكل (20 — 4) يضاء الحرف المستقيم لحــاجز معتم B بشق مضيء عمودي على مستوي الشكل فيعطي موجة اسطوانية مقطعها في ذلك المستوي دائرة نصف قطرها R .

ولإيجاد شدة الإضاءة في نقطة مثل P واقعة في حد الظل الهندسي نتبـع الاسلوب السابق نفسه بتقسيم صدر الموجة الى مناطق حلقية نصف دورية أي تحقق الشرط :

$$\overline{B_k P} = r_0 + K \frac{\lambda}{2}$$



الشكل (20 — 4)

ولنفرض أنه يوجد نهاية صغرى في نقطة مثل P'' حيث يكشف عــــدد زوجي K_1 من المناطق بين B و B'' فإن :

$$P''B - P''B'' = K_1 \frac{\lambda}{2} = K\lambda \qquad (4-25)$$

حيث K يساوي عدداً صحيحاً . ومن الشكل نرى أن :

$$P''B = \sqrt{X^2 + r_0^2} = r_0 \left(1 + \frac{X^2}{r_0^2}\right)^{1/2} = r_0 + \frac{X^2}{2r_0} \qquad (4-26)$$

حيث تمثل X بعد النقطة المدروسة P'' عن حد الظل الهندسي P وبفرض أن $X \ll r_0$ وبالطريقة نفسها نجد :

$$P''S = \sqrt{X^2 + (R+r_0)^2} = R + r_0 + \frac{X^2}{2(R+r_0)} \qquad (4-27)$$

ولكن :

$$\overline{P''B''} = \overline{P''S} - \overline{B''S} = \overline{P''S} - R$$

ومنه :

$$P''B'' = r_0 + \frac{X^2}{2(R + r_0)} \qquad (4-28)$$

$$\overline{P''B} - \overline{P''B''} = \left(r_0 + \frac{X^2}{2r_0}\right) - \left(r_0 + \frac{X^2}{2(R + r_0)}\right) = K\lambda \qquad (4-29)$$

ومنه :

$$X^2 \frac{R}{2r_0(R + r_0)} = K\lambda$$

(4-30) وبالتالي $X = \sqrt{2 \frac{r_0 (R+r_0)}{R} K\lambda}$ ،

وفي حالة وجود نهاية عظمى في النقطة P'' فإن :

(4-31) $X = \sqrt{\frac{2 r_0 (R + r_0)}{R} (K - \frac{1}{2}) \lambda}$.

والعلاقتان الاخيرتان تقريبيتان لأن المناطق نصف الدورية تعطي اهتزازات متساوية السمة تقريباً وتكون كل منها صحيحة من أجـــل الاهداب القليلة الاولى .

وهكذا نستطيع بواسطة (4-30) أو (4-31) أن نحصل على بعد نهاية عظمى أو صغرى عن الحرف المستقيم للحاجز B (أي عن حد الظل الهندسي). كما نستطيع إيجاد عرض الهدب مظلماً كان أم مضيئاً وذلك بإيجـــاد تفاضل (4-30) و (4-31) من أجل قيمة معينة لـ K . ومن ناحية ثانية ومن أجل النقطة B'' القريبة من B (اي عندما لايؤثر عامل الميل في سمة الاهتزازات في النقطة P مثلاً عند الانتقال من منطقة الى اخرى على صدر الموجة) ، فان السمة تتعلق عندئذ بـ r فقط .

وكما نرى من الشكل السابق فإن :

(4-32) $r^2 = (R + r_0)^2 + R^2 - 2R(R + r_0)\cos\theta$

وبما أن θ صغيرة جداً فإن :

$$\theta = \frac{\rho}{R}$$

حيث ρ طول القوس من B إلى ″B .

وبتعبير آخر :

$$\cos\theta = \cos\frac{\rho}{R} \simeq 1 - \frac{\rho^2}{2R^2}$$

وبالتالي :

$$r^2 = r_0^2 + \frac{R + r_0}{R}\rho^2$$

أو :

$$r = r_0\left[1 + \frac{(R + r_0)}{R r_0^2}\rho^2\right]^{1/2}$$

ومنه :

$$r = r_0 + \frac{R + r_0}{2 R r_0}\rho^2 \qquad (4\text{—}33)$$

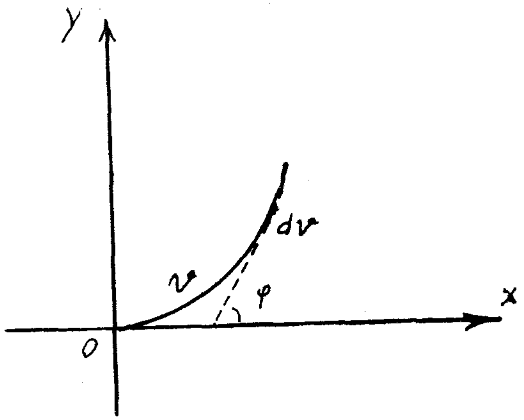
وذلك بإهمال حدود ρ الأعلى من الدرجة الثانية ، ومنه يكون :

$$\gamma = r - r_0 = \frac{(R + r_0)}{2 R r_0}\rho^2 \qquad (4\text{-}34)$$

حيث γ فرق المسير ، وبالتالي فإن فرق الطور φ يعطى بالعلاقة :

$$\varphi = 2\pi\frac{\gamma}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{(R + r_0)}{2Rr_0}\rho^2 = \frac{\pi(R+r_0)}{R r_0\lambda}\rho^2 \qquad (4\text{—}35)$$

إذا رسمنا منحني الاهتزاز في المستوي xy بحيث يمثـــل المحور ox الخط المستقيم الذي يوافق طوراً مساوياً للصفر كما في الشكل (21–4) ، فإن نصف قطر انحناء الحلزون في اية نقطة من نقاط المنحني يعطى بالعلاقة :



الشكل (21 — 4)

$$r = \frac{d\,v}{d\,\varphi} = \frac{1}{\pi\,v}$$

حيث v يمثل طول القوس بدءاً من الصفر وحتى نقطـة التماس التي تصنع الزاوية φ مع الاتجاه ox ؛ ومنه يكون :

$$v\,dv = \frac{1}{\pi}\,d\,\varphi$$

$$\frac{v^2}{2} = \frac{\varphi}{\pi}$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2}\,v^2 \qquad (4-36)$$

ومن المنحني المذكور نجد :

$$\frac{dx}{dv} = \cos\varphi \ ، \ \frac{dy}{dv} = \sin\varphi$$

$$\left.\begin{aligned} x &= \int_0^v \cos\frac{\pi v^2}{2}\,dv \\ y &= \int_0^v \sin\frac{\pi v^2}{2}\,dv \end{aligned}\right\} \qquad (4-37)$$

وعندما $v = 0$ ، $x = 0$ و $y = 0$.

ويمكننا إيجاد عبارة v من العلاقة (36 – 4) فنجد :

$$v = \sqrt{\frac{2\varphi}{\pi}}$$

وبتبديل φ بقيمتها من العلاقة (35–4) نجد :

$$v = \sqrt{\frac{2(R + r_0)}{R\, r_0\, \lambda}}\ .\ \rho \qquad (4-38)$$

والتكاملان (37–4) يعرفان بتكاملي فرنل ويعينان منحني حلزون كورنو . وقد تم حساب هذين التكاملين على شكل نشر سلاسل ، ووضعت النتائج في جداول تعطي قيم x , y بالنسبة لجميع القيم المختلفة للحد الاعلى .

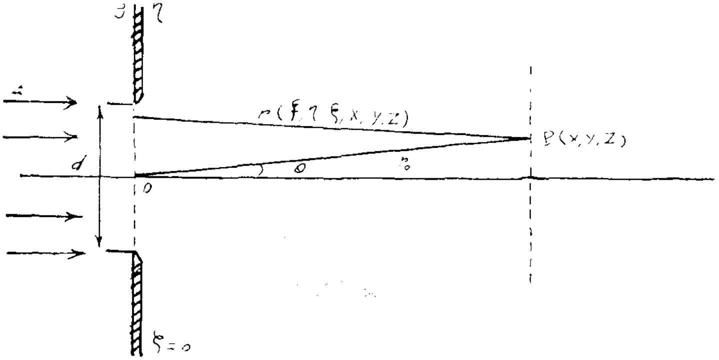
ونحصل من العلاقة (38–4) على قيم v على حلزون كورنو بدلالة ρ التي

تمثل طول القوس المكشوف من صدر الموجة . ويمكن الحصول على قيمة تقريبية للشدة في نقطة مثل P بالقياس المباشر ، إذا رسم خط بياني دقيق للحلزون. كذلــك يمكن استخدام الجداول التي تعطي قيم تـكاملي فرنل حيث قيم تـكاملي فرنل الموافقة لـ v_2 , v_1 ، لنجـــد من $(X_2 , Y_2) , (X_1 , Y_1)$ العلاقتين (37—4) ان الشدة في P تساوي :

$$I = (X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2 \qquad (4—39)$$

9—4 انعراج فراونهوفر :

لننظر في ظواهر الانعراج المتشكلة في اللانهاية وذلك بمعالجة المسألة بواسطة حقل الموجة الكهرطيسي . ولنحسب عبارة r من الشكل (22 — 4) :



الشكل (22 — 4)

$$r^2 = (X - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + Z^2$$

$$= x^2 + y^2 + z^2 - 2 (X \xi + y \eta) + \xi^2 + \eta^2$$

وبتعويض :

$$x^2 + y^2 + z^2 = r_0^2$$

نحصل على :

$$r^2 = r_0^2 - 2\,(x\,\xi + y\,\eta) + \xi^3 + \eta^2 \qquad (4-40)$$

وليكن d قطر الفتحة في الحاجز D (أو بصورة عامة لتكن أبعاد الفتحة من مرتبة d) فعند ذلك يكون :

$$\xi \leqslant d \quad , \quad \eta \leqslant d$$

ويمكننا أن نكتب :

$$r^2 - r_0^2 = (r + r_0)\,(r - r_0) \simeq 2\,r_0\,(r - r_0)$$

وبالتالي فإن :

$$r = r_0 - \frac{x\,\xi + y\,\eta}{r_0} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2\,r_0} \qquad (4-41)$$

ويكون :

$$\frac{\xi^2 + \eta^2}{2\,r_0} \leqslant \frac{d^2}{r_0} \qquad (4-42)$$

فلو اشترطنا أن :

$$\frac{d^2}{r_0} \ll \lambda \qquad (4-43)$$

فإن الحد الاخير من العلاقة (41 – 4) يمكن إهماله . وكذلك يمكننا إعادة كتابة (43 – 4) على الشكل التالي :

$$\frac{d}{r_0} \ll \frac{\lambda}{d} \qquad (4-43')$$

وكما سنرى بعدئذ فان $\frac{\lambda}{d}$ تمثل القياس الزاوي θ للنهاية العظمى الرئيسية للانعراج، و $\frac{d}{r_0}$ تمثل زاوية الفتحة عند رؤيتها من النقطة P . وهكذا فإن زاوية الفتحة يجب أن تكون أصغر بكثير من القياس الزاوي للنهاية العظمى.

وبإهمال الحد التربيعي في العلاقة (41—4) نحصل على :

$$r = r_0 - \frac{x\xi + y\eta}{r_0} \qquad (4-44)$$

ومن اجل الزوايا الصغيرة فإن $\frac{z}{r} \simeq 1$ ومنه يمكننا تبديل r بالمقدار r_0 في العلاقة (23–4) من الفقرة الرابعة :

$$E\,(x,y,z,t) = \frac{i\,k\,E_0\,e^{i(\omega t - kr_0)}}{2\,\pi\,r_0} \int_{\Sigma_0} e^{i\,k\,\frac{x\xi + y\eta}{r_0}}\, d\xi\, d\eta \qquad (4-45)$$

حيث $\cos\theta \simeq 1$:

وفي الحالة العامة عندما يكون الحقل في المستوي $\eta\,,\,\xi$. $\zeta = 0$ معطى كتابع اختياري $E(\xi\,,\eta,\zeta{=}0)$ فان العلاقة (45–4) تأخذ الشكل :

$$E(x,y,z,t)=\frac{iKe^{i(\omega t-Kr_0)}}{2\pi r_0}\int_{\Sigma_0} E(\xi,\eta)e^{iK\frac{x\xi+y\eta}{r_0}}d\xi d\eta \quad (4-45')$$

وتسمح هذه العلاقة بحساب الحقل الضوئي عند الانعراج $E(x,y,z,t)$ عندما تكون صيغة الفتحة معطاة بشكل محدد .

ففي حالة الفتحة المربعة ذات الضلع a لابد لنا من حساب التكامل :

$$\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{iK\frac{x\xi+y\eta}{r_0}}d\xi d\eta=-a^2\frac{\sin\frac{Kax}{2r_0}}{\frac{Kax}{2r_0}}\cdot\frac{\sin\frac{Kay}{2r_0}}{\frac{Kay}{2r_0}} \quad (4-46)$$

ومنه يكون :

$$E(x,y,z,t)=-\frac{iKa^2e^{i(\omega t-Kr_0)}}{2\pi r_0}\cdot\frac{\sin\frac{Kax}{2r_0}}{\frac{Kax}{2r_0}}\cdot\frac{\sin\frac{Kay}{2r_0}}{\frac{Kay}{2r_0}} \quad (4-47)$$

ويمكننا الحصول على الشدة بضرب E بـ E^* :

$$I=\frac{K^2a^4E_0^2}{(2\pi r_0)^2}\cdot\frac{\sin^2\frac{Kax}{2r_0}}{\left(\frac{Kax}{2r_0}\right)^2}\cdot\frac{\sin^2\frac{Kay}{2r_0}}{\left(\frac{Kay}{2r_0}\right)^2} \quad (4-48)$$

وتعطي هذه العلاقة توزع الشدة في لوحة الانعراج (انعراج فراونهوفر على فتحة مربعة دون استخدام الجمل الضوئية كالعدسات مثـلا) . ولو كانت

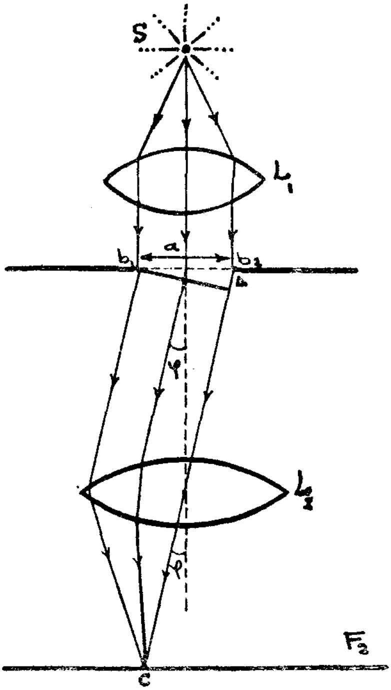
أبعاد الفتحة باتجاه η, ξ مختلفة كالمقادير a و b فإن العلاقة (4-48) تكتب على الشكل :

$$I = \frac{K^2 (ab)^2 E_0^2}{(2\pi r_0)^2} \cdot \frac{\sin^2 \frac{Kax}{2r_0}}{\left(\frac{Kax}{2r_0}\right)^2} \cdot \frac{\sin^2 \frac{Kby}{2r_0}}{\left(\frac{Kby}{2r_0}\right)^2} \qquad (4-49)$$

ولنبحث الآن في الحالات الخاصة لانعراج فرانهوفر :

4 – 10 : انعراج فراونهوفر عند شق ضيق :

ليكن a عرض الشق $b_1 b_2$ كما في الشكل (4-23) ولترد عليه حزمة



الشكل (4—23)

ضوئية متوازية . نعد الشق ممتداً بشكل لانهائي في الاتجاه العمودي على مستوى الشكل .

L_2 عدسة مقربة و F_2 مستواها المحرقي الرئيسي . وعند ورود الاشعة الضوئية بشكل يوازي حروف الشق لكان بالامكان تشكل شريط مضيء ضيق في المستوي المحرقي للعدسة L_2 لو لم يكن لطبيعة الضوء الموجية أثر في ذلك .

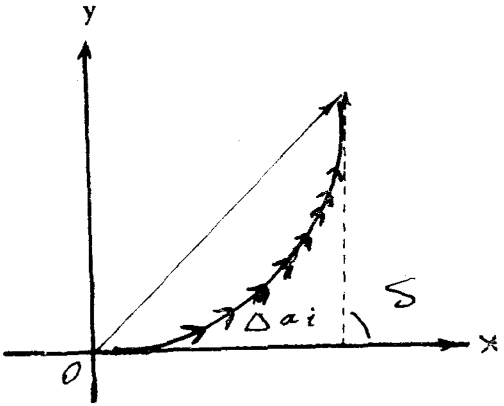
وفي الواقع فإن كل نقطة من صدر الموجة تبلغ الشق تعد منبعاً للاهتزازات التي تنتشر في شتى الاتجاهات . والاشعة التي تصنع زاوية مثل φ مع الاتجاه الناظمي تتجمع في نقطة مثل C على المستوي المحرقي للعدسة المذكورة :

فمن أجل حساب سعة الاهتزازات في C لابد لنا من تجزئة صدور الموجة الى مناطق على شكل أشرطة ضيقة ذات عرض واحد وموازية لاحرف الشق . وإذا رمزنا للاهتزاز الآتي من منطقة واحدة بالشعاع Δa_i فإن شعاع السعة المحصلة في النقطة C يساوي :

$$A_\varphi = \sum \Delta a_i$$

وشعاع السعة المحصلة A_φ ممثلاً بالشعاع المقفل كما هو واضح من الشكل (24–4) . وليكن الطور الابتدائي للاهتزازات الآتية الى النقطة C من المنطقة اليسرى الاخيرة (الشعاع b_1C كما في الشكل (23–4) مساوياً الصفر ، ولنحسب الطور الابتدائي للاهتزازات الآتية الى النقطة C من المنطقة اليمنى الاخيرة

(الشعاع b_2C) . من أجل ذلك نحدد فرق المسير Δ بين الاشعة b_1C, b_2C ونجد من الشكل (24–4) أن :



الشكل (24 – 4)

$$\Delta = a \sin \varphi$$

حيث a عرض الشق . وبما ان الطور الابتدائي δ متعلق بفرق المسير بالعلاقة :

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

حيث λ طول الموجة الضوئية الواردة على الشق فان :

$$\delta = 2\frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda} \qquad (4-50)$$

ومن الشكل (24–4) فإن الطور الابتدائي δ للاهتزازات المنطلقة من المنطة الاخيرة اليمنى يمثل بالزاوية التي يصنعها الشعاع الاخير من Δa_i مع

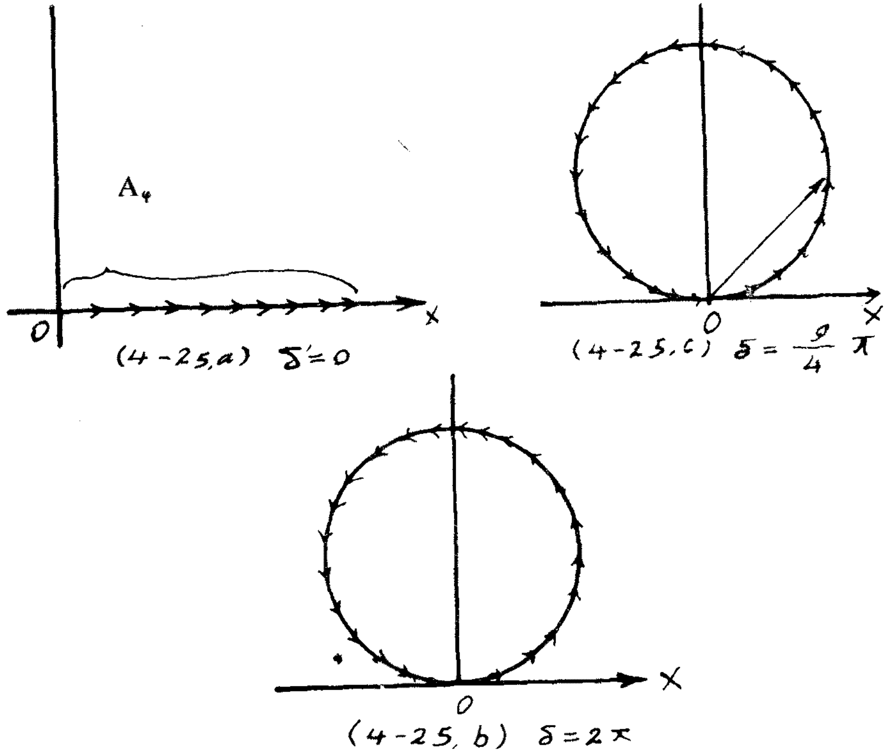
المحور ox . وبما ان الطور الابتدائي للاهتزازات المنطلقة من المنطقة الاخيرة اليسرى مساو الصفر كما افترضنا سابقاً ، فان δ تعطي فرق أطوار الاهتزازات الآتية الى النقطـــة C من المناطق الاخيرة اليمنى . ويمثل A_φ في الشكل السابق السمة المحصلة في النقطة C .

وكما ذكرنا في الفقرات السابقة عند جمع تأثيرات اهتزازات المناطق المختلفة في نقطة ما ، وبالمحاكمة نفسها ، نصل الى أن سمة الاهتزازات Δa_i يجب أن تتناسب مع الزاوية φ . غير أنه اذا اقتصرنا على الزوايا الصغيرة φ فإننـــا نستطيـع إهمال هـــذا التعلق بين Δa_i و φ واعتبار سمات كل الاهتزازات Δa_i واحدة . وهذا يعني أن طول المنحني المنكسر لايتعلق أيضاً بـ φ . والقيم المختلفة لـ φ (وبالتالي القيم المختلفة لفرق الطور δ) يميز درجـة انحناء الخط المنكسر . والاشكال التالية تبين شكل هذا الخط من أجل قيم مختلفة لفرق الطور δ .

ومن أجل φ = 0 فان δ = 0 أيضاً . وهذا يعني أن جميع الاشعـــة Δa_i متجهة في جهة واحـدة ، الشكل (4 — 25 a) . وفي هذه الحـالة تكون السمة المحصلة :

$$A_0 = \Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \dots$$

أي أنها تكون أعظمية . وهكذا فإننا نحصل في مركز اللوحة الانعراجية على اضاءة عظمى . ومن اجل δ = 2π فان الخط المنحني المنكسر يغلق على نفسه كما في الشكل (4 — 25 b) وهذا يعني أن $A_\varphi = 0$ اي ان النهايـــة



الشكل 25– 4

الصغرى تساوي الصفر . ويتحدد وضع هذه النهاية من العلاقة (50–4) حيث تعطي :

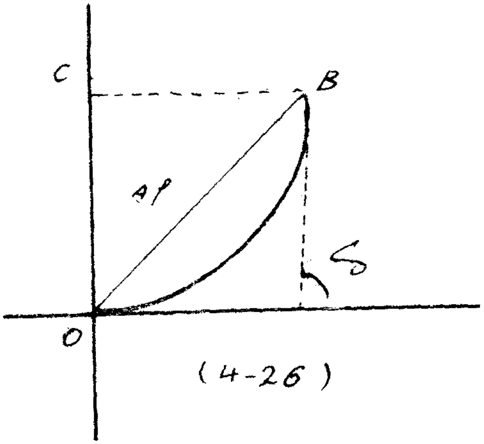
$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{a}$$

وواضح أن النهاية الصغرى الثانية تتوضع في الجهة الثانية من النهاية العظمى المركزية وعندها يكون :

$$\sin \varphi = -\frac{\lambda}{a}$$

من أجل $\delta = -2\pi$. وبازدياد فرق الطور φ فإن المنحني المنكسر يغلق بشكل جزئي كما هو واضح من الشكل (4–25 c) . وتكون A_φ مساوية الصفر في كل مرة عندما $\delta = \pm 2k\pi$ حيث K عدد صحيح . وتعطي هذه القيم النهايات الصغرى ، حيث تتوضع النهايات العظمى النسبية بين كل نهايتين أصغريتين متجاورتين .

ومن أجل الحصول على عبارة الإضاءة كمياً في حدود اللوحة الانعراجية عند شق ضيق وحيد ، لابد أن نختار المناطق صغيرة صغراً لانهائياً . عند ذلك يتحول المنحني المنكسر إلى جزء القوس oB كما في الشكل (26—4) حيث يمثل الوتر oB قيمة A_φ . وكما ذكرنا سابقاً من أجل القيم الصغيرة لـ φ ، فإن طول القوس oB لايتعلق بـ φ . ولنرمز لنصف قطر الدائرة التي تشكل القوس المذكورة جزءاً منها بالرمز R ؛ عند ذلك يكون :



الشكل (26 — 4)

$$A_\varphi = 2R\sin\frac{\widehat{OCB}}{2}$$

ولكن :

$$\widehat{OCB} = \delta$$

ومنه .

$$A_\varphi = 2R\sin\frac{\delta}{2} \qquad (4-51)$$

وكذلك :

$$R = \frac{\widehat{oB}}{\widehat{oCB}} = \frac{\widehat{oB}}{\delta}$$

وبالتبديل في (4-51) نحصل على :

$$A_\varphi = \widehat{oB}\,\frac{\sin\frac{\delta}{2}}{\frac{\delta}{2}} \qquad (4-52)$$

وعند $0 = \varphi$ أي $0 = \delta$ فإن $A_0 = \widehat{oB}$ أي أن طول القوس يعطي سعة الاهتزازات في النهاية العظمى المركزية . وبتبديل $\widehat{oB}$ بمساويتها في (52 - 4) نجـــد :

$$A_\varphi = A_0\,\frac{\sin u}{u}$$

حيث :

$$u = \frac{\delta}{2}$$

وتتعين الإضاءة في المستوي المحرقي للعدسة L_2 الشكل (23—4) بمربـــع السعة ولهذا يكون :

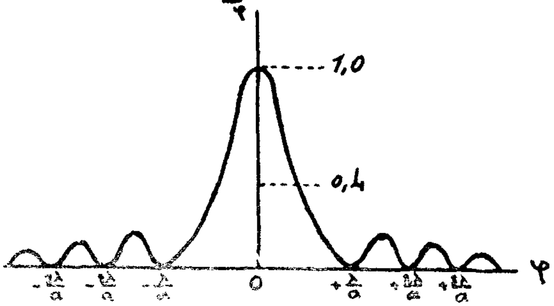
$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \qquad (4-53)$$

حيث :

$$u = \frac{\delta}{2} = \frac{a\pi \sin \varphi}{\lambda} \qquad (4-54)$$

ويعطي الشكل (27–4) توزع الاضاءة حسب العلاقة (53—4) . وتتحدد أوضاع النهايات الصغرى المساوية للصفر بقيم u :

$$u = \pm k\pi$$



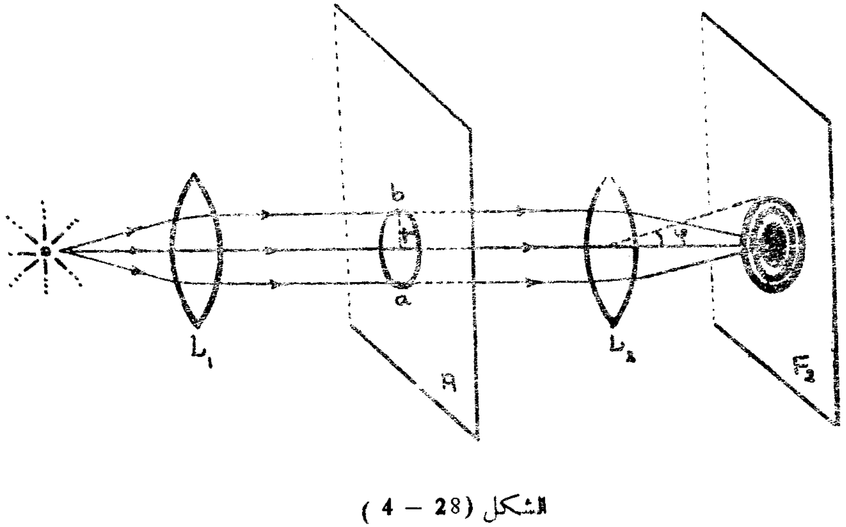
الشكل (27—4)

حيث ... k = 1 , 2 , 3 أو بقيم φ من العلاقة (4 – 5a) المحققة للشرط :

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{a} \qquad (4-55)$$

11 - 4 انعراج فراونهوفر عند فتحة مستديرة :

عندما ينتشر الضوء بشكل مستقيم فإن حزمة الاشعة المتوازية المارة خلال الفتحة المستديرة ab الموجودة في حاجز A غير شفاف ومن ثم الى العدسة L_2 كما في الشكل (4 – 28) يمكن أن تتجمع في نقطة واقعة على المستوي المحرقي F_2 لتلك العدسة . ولكن بسبب الطبيعة الموجية للضوء تتشكل عوضاً عن ذلك لوحة انعراج معقدة . ويمكن تحديدها بالطريقة السالفة الذكر .



الشكل (28 – 4)

فلو أخذنا المناطق على شكل حلقات ، فإننا نحصل على النهاية العظمى الرئيسية ، الناتجة من حاصل جمع تأثير كل المناطق في النقطة المركزية . وبالنسبة للاشعة

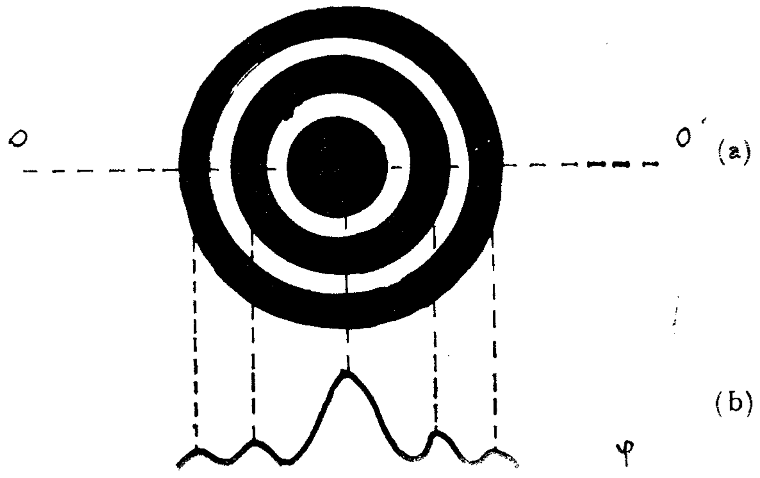
الجانبية فإننا نحصل على أهداب الانعراج على شكل حلقات مضيئة ومظلمة بشكل متناوب ، فيما لو اتبعنا المحاكمة السابقة عند فرنل . وتدل التجربة على أن الحلقة الأولى المظلمة تتشكل حسب الشرط :

$$\sin \varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} \qquad (4=56)$$

حيث r نصف قطر الفتحة . وتتوضع الحلقة الثانية المظلمة حسب الشرط :

$$\sin \varphi = 1,116 \frac{\lambda}{r}$$

وهكذا دواليك ، وتكون الإضاءة في النهايات الصغرى مساوية الصفر . وتتوضع النهايات العظمى (الحلقات المضيئة) بين الحلقات المظلمة ، ولكنها أقل اضاءة من البقعة المركزية المضيئة . ويبين الشكل (4–29a)



الشكل (29 – 4)

لوحة فراونهوفر الانعراجية عند فتحة مستديرة . بينما يبين الشكل (4-29b) توزع الإضاءة في تلك اللوحة على طول 'o o المار من مركزها . ومن أجل القيمة الدنيا لـ φ فإننا نجد من العلاقة (4-56) أن نصف القطر الزاوي Δφ للحلقة الأولى المظلمة يساوي تقريباً :

$$\Delta \varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} = 1,22 \frac{\lambda}{d} \qquad (4-56a)$$

الفصل الخامس

الاستقطاب

(Polari zation)

1 - 5 استقطاب الامواج الكهرطيسية :

إذا انتشرت موجة ضوئية في وسط عازل (dielectric) حيث يعطى شعاعا الحقلين الكهربائي والمغناطيسي على الشكل التالي :

$$\left.\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 e^{i\left[\omega t - (\vec{k} \cdot \vec{r})\right]} \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 e^{i\left[\omega t - (\vec{k} \cdot \vec{r})\right]} \end{aligned}\right\} \qquad (5-1)$$

وللسهولة نرمز بـ Φ لطور الموجة فيكون :

$$\Phi = \omega t - (\vec{k} \cdot \vec{r}) \qquad (5-2)$$

وإذا عوضنا (1-5) في معادلات ماكسويل :

$$\text{rot}\ \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\text{rot}\ \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

فإننا نحصل على :

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= i\omega \vec{E}_0 e^{i\left[\omega t - (\vec{k} \cdot \vec{r})\right]} = i\omega \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= i\omega \vec{H}_0 e^{i\left[\omega t\ (k \cdot \vec{r})\right]} = i\omega \vec{H} \end{aligned}\right\} \qquad (5-3)$$

ومن جهة أخرى :

$$\text{rot}\ \vec{E} = \left[\nabla \cdot \vec{E}\right] = \left[\nabla \Phi \cdot \vec{E'}\right] \qquad (5-3')$$

حيث $\vec{E'}$: مشتق $\vec{E}$ بالنسبة لـ Φ أي أن :

$$\vec{E'} = i\,\vec{E}$$

ونجد من (2 — 5) أن :

$$\nabla \Phi = \text{grad}\ \Phi = -\vec{k}$$

ونحصل وفق ذلك بالنسبة لـ $\vec{E}$ و $\vec{H}$ على :

$$\text{rot}\ \vec{E} = [\nabla \cdot \vec{E}] = -i[\vec{k} \cdot \vec{E}] \tag{5-4}$$

$$\text{rot}\ \vec{H} = [\nabla \cdot \vec{H}] = -i[\vec{k} \cdot \vec{H}] \tag{5-5}$$

وإذا عوضنا ماحصلنا عليـه من (3 — 5) , (4 — 5) , (5 — 5) ، في معادلات ماكسويل الآنفة الذكر فاننا نجد :

$$\left.\begin{aligned} \vec{H} &= \frac{c}{\mu\omega}[\vec{k} \cdot \vec{E}] \\ \vec{E} &= -\frac{c}{\varepsilon\omega}[\vec{k} \cdot \vec{H}] \end{aligned}\right\} \tag{5-6}$$

وبما أن : $\frac{1}{v} = \frac{k}{\omega}$ وكذلك:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

فإن .

$$\left.\begin{aligned} \vec{H} &= \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\left[\frac{\vec{k}}{k} \cdot \vec{E}\right] \\ \vec{E} &= -\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\left[\frac{\vec{k}}{k} \cdot \vec{H}\right] \end{aligned}\right\} \tag{5-7}$$

وبما أن $\frac{\vec{k}}{k} = \vec{n}$ (شعاع الواحدة العمودي على صدر الموجة) .

وكذلك : $\mu \approx 1$ (من أجل المجال الضوئي في الأمواج الكهرطيسية) .

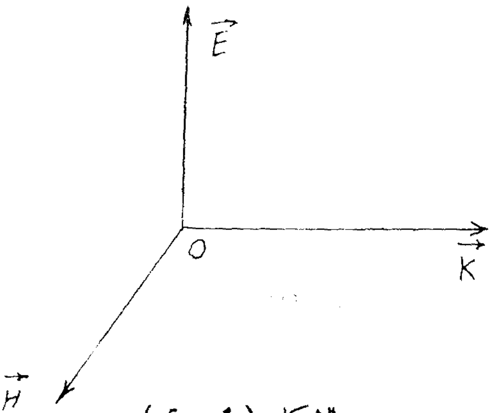
وقرينة الانكسار $n = \sqrt{\varepsilon}$ ، فإننا نحصل على :

$$\left.\begin{aligned} \vec{H} &= n\left[\frac{\vec{k}}{k} \cdot \vec{E}\right] = n\left[\vec{n} \cdot \vec{E}\right] \\ \vec{E} &= -\frac{1}{n}\left[\frac{\vec{k}}{k} \cdot \vec{H}\right] = -\frac{1}{n}\left[\vec{n} \cdot \vec{H}\right] \end{aligned}\right\} \qquad (5—8)$$

ونستنتج من العلاقتين (8 — 5) ، أنه عند انتشار الأمواج الضوئية في وسط قرينة انكساره $n \neq 1$ ، تكون شدة الحقل الكهربائي في الموجة الضوئية أصغر n مرة من شدة الحقل المغناطيسي فيها .

كما نستنتج من (8-5) أيضاً ان شعاعي الموجة $\vec{E}$ و $\vec{H}$ موجهان عمودياً على شعاع الموجة $\vec{k}$ ، أو عمودياً على $\vec{n}$. أي انهما عموديان على منحى انتشار الموجة ، وعلى بعضهما بعضاً . وهكذا نستطيع القول : إنهما اهتزازان عرضيان .

وتشكل الاشعة $\vec{E}$ ، $\vec{H}$ ، $\vec{K}$ كما في الشكل (1 — 5) جملة يمينية



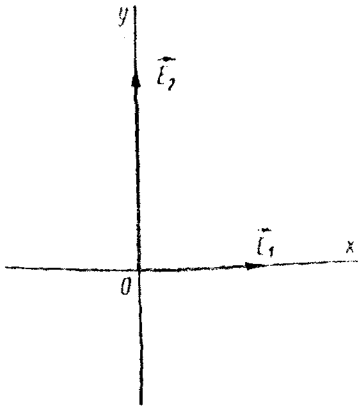
الشكل (1 — 5)

الدوران ذات توجيهية متبادلة ، باستثناء حالات خاصة جداً ، رغم امكانية تغيرها في الوسط الذي تنتشر فيه .

فلو بقي منحى كل من الاهتزازتين الكهربائية والمغناطيسية في الموجة الكهرطيسية ثابتاً مع مرور الزمن ، فإن تلك الموجة تدعى موجة مستقطبة خطياً . ويقال في هذه الحالة ؛ إن الضوء مستقطب خطياً . ويدعى المستوي الذي يحوي $\vec{E}$ و $\vec{K}$ مستوي الاستقطاب . وإذا غيرت كل من $\vec{E}$ و $\vec{H}$ في الموجة الضوئية منحاها في وسط الانتشار بشكل اعتباطي ، وبقى منحى الانتشار على حاله كما هو الامر بالنسبة لمعظم منابع الضوء الطبيعية ، فإن هذا الضوء يدعى ضوءاً غير مستقطب ، أو بالأحرى ضوءاً طبيعياً . وتدعى امواجه الكهرطيسية الموافقة امواجاً كهرطيسية غير مستقطبة . وتبدو ظاهرة استقطاب الضوء ذات اهمية قصوى في التجارب العملية ، حيث تلعب مناحي $\vec{E}$ و $\vec{H}$ بالنسبة للأوساط التي يتفاعل معها الضوء (المرايا ، المواشير ، شبكات الانعراج ، البلورات ، ...) دوراً كبيراً في مقدار الانعكاس أو الانكسار أو النفوذ ، مما يسمح بمساعدة سلسلة من الاجهزة الحصول على ضوء مستقطب ، من ضوء طبيعي . وبالإضافة الى ذلك ، يمكن ملاحظة الاستقطاب الدائري والاستقطاب الإهليلجي . وتظهر هاتان الحالتان من الاستقطاب ، عندما تنتشر موجتان مستقطبتان خطياً ومتعامدتان في المنحى نفسه ، مع وجود انزياح في الطور في إحداهما بالنسبة للأخرى ؛ اي انهما قطعتا مسافتين مختلفتين حتى نقطة المراقبة . وللسهولة ندرس تلك المسألة في حال ضوء وحيد اللون ، حيث يمكن تصور الضوء المركب على انه تراكب هذا العدد او ذاك من الامواج

وحيدة اللون .

وكما هو واضح من الشكل (2 - 5) حيث $\vec{E}_1$ و $\vec{E}_2$ منحيا الحقلـــين الكهربائيين للموجتين ، مفترضين أن منحى الانتشار عمودي على مستوي الشكل باتجاه المراقب . ويمكن كتابة معادلتي الحقلين الكهربائيين للموجتين في مبـدا الاحداثيات على النحو :



الشكل (2 - 5)

$$\left.\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_{01} \sin \omega t \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{02} \sin (\omega t - \delta) \end{aligned}\right\} \qquad (5-9)$$

حيث $\vec{E}_{01}$ و $\vec{E}_{02}$: سعات الاهتزازات الموافقة ، و δ فرق الطور الثابت بين $\vec{E}_1$ و $\vec{E}_2$. ولنستخدم الآن المقادير السلمية عوضاً عن المقادير الشعاعية فنجد ان :

$$\left.\begin{aligned}\frac{E_1}{E_{01}} &= \sin\omega t\\ \frac{E_2}{E_{02}} &= \sin\omega t\cos\delta - \cos\omega t\sin\delta\end{aligned}\right\}\qquad(5-10)$$

ومنه يكون :

$$\frac{E_2}{E_{02}} - \frac{E_1}{E_{01}}\cos\delta = -\cos\omega t\sin\delta \qquad (5-11)$$

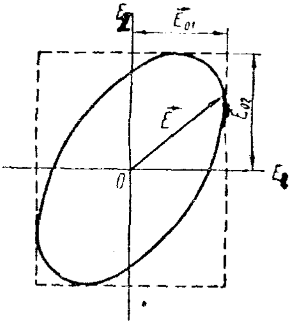
ومن العلاقتين (5—10) نحصل على :

$$\frac{E_1}{E_{01}}\sin\delta = \sin\omega t\sin\delta \qquad (5-12)$$

وإذا ربعنا (5—11) و (5-12) وجمعنا نحصل على :

$$\left(\frac{E_1}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_2}{E_{02}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_1}{E_{01}}\right).\left(\frac{E_2}{E_{02}}\right)\cos\delta = \sin^2\delta \qquad (5-13)$$

وهي معادلة إهليلج في الاحداثيات E_1 , E_2 ، مرسوم في مستطيل بعداه $2E_{01}$, $2E_{02}$ كما هو واضح من الشكل (3 - 5) . ويكون الشعاع $\vec{E}$ محصلة



الشكل (3— 5)

$\vec{E_1}$ و $\vec{E_2}$ والذي يرسم بنهايته في المستوي العمودي على منحى الانتشار إهليلجاً . ويكون تواتر دوران المحصلة $\vec{E}$ مساوياً تواتر الاهـــتزازات الضوئية v التي تتشكل منها تلك المحصلة . وتدعى تلـــك الاهتزازات والأمواج ، اهتزازات وأمواجاً مستقطبة إهليلجياً . وتدعى الظاهرة نفسها الاستقطـاب الاهليلجي للضوء .

وإذا كان فرق الطور $\delta = \frac{\pi}{2}$ أو $\delta = (2k+1)\frac{\pi}{2}$ ، حيث K : عدد صحيح فإن $\sin\delta = \pm 1$, $\cos\delta = 0$ وتؤول المعادلة (13—5) إلى معادلة القطع الناقص :

$$\left(\frac{E_1}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_2}{E_{02}}\right)^2 = 1 \qquad (5-14)$$

وعندما يكون :

$$\delta = \frac{\pi}{2} \text{ و } E_{01} = E_{02}$$

أو :

$$\delta = (2k+1)\frac{\pi}{2}$$

فإن القطع الناقص يؤول الى دائرة معادلتها :

$$\left(\frac{E_1}{E_0}\right)^2 + \left(\frac{E_2}{E_0}\right)^2 = 1 \qquad (5-15)$$

ويكون شعاع المحصلة مستقطباً دائرياً .

وتتعلق جهة دوران الشعاع $\vec{E}$ في الحالة العامة بفرق الطور δ .

فإذا كان $\pi > \delta > 0$ فإن الدوران يتم وفق دوران عقارب الساعة .

أما إذا كان $\pi < \delta < 2\pi$ فإن الدوران يكون عكس ذلك .

ويدعى الاستقطاب وفق الحالة الاولى : الاستقطاب اليميني ، أما في الحالة الثانية فيدعى الاستقطاب اليساري ، مفترضـــين أن الضوء ينتشر في المنحى باتجاه المراقب . واذا كان $\delta = 0$ او $\delta = k\pi$ حيث $k = \pm 1 , \pm 2 , ...$ فان $\sin\delta = 0$ ؛ وفي هذه الحالة يتحول القطع الناقص الى مستقيم معادلته :

$$\frac{E_1}{E_{01}} \pm \frac{E_2}{E_{02}} = 0 \qquad (5-16)$$

اي ان الموجة المحصلة مستقطبة خطياً . ومن (13 - 5) نلاحظ ان هذه المعادلة تشمل جميع حالات استقطاب الضوء ، اذا لم يكن مشوباً بضوء غير مستقطب . فاذا تواجد في حزمة ضوئية واحدة ضوء مستقطب وآخر غـير مستقطب فإن هذه الحزمة تمثل ضوءاً مستقطباً جزئياً .

2 - 5 انتشار الضوء في الأوساط الشفافة المتجانسة :

- ملاحظات عامة عن انتشار الضوء :

نظراً للطبيعة المزدوجة للضوء يمكن النظر في انتشاره على انـــه انتشار للأمواج الكهرطيسية من جهة ، وعلى انه حركة فوتونات ، مما يعني التفاعل المتبادل بينها وبين الوسط . ويمكن ان يكون الوسط صلباً ، او سائـلاً أو

غازياً ، والا فالانتشار يتم في الخلاء . ولكن الخلاء الجيد لايعني خلاء مطلقاً، بل يعد وفق ميكانيك الكم النسبي ، وسطاً مليئاً بأزواج الإلكترون ـ بوزيترون القادرة عند التصادم على توليد الفوتونات ، وكذلك بأزواج البروتون ـ مضاد البروتون . وهكذا نلاحظ ان مصطلح (الخلاء) هو تعبير مجازي .

ان التفاعل المتبادل بين الضوء والوسط ، في الحالة العامة ، ينظر اليه من الزاوية التي تقول بأن الجزيئات المكونة للوسط ، تنتقل في هذه الحالة الى الوضع المثار ، لتصبح بدورها مشعات للضوء . ويلعب حقل الإشعاع الكهرطيسي الثانوي (الجديد) دوراً هاماً لأن ظاهرة انتشار الضوء مرتبطة ارتباطاً وثيقاً بظاهرة اشعاع الضوء (اصدار الضوء) . وتؤدي اثارة الوسط الى نشوء سلسلة كاملة من الظواهر الجديدة ؛ انعكاس وانكسار ، تشتت وامتصاص ، انعراج وتداخل للضوء الى آخره ... وفي حالات عدة ، عندما يمكن اعتبار الوسط متجانساً بشكل تام ، فان ظاهرة انتشار الضوء تدرس دون اللجوء الى التفصيل في مسألة التفاعل المتبادل بينه وبين الجزيئات المنفصلة كل على حدة ، بل ينظر في المسألة على قاعدة تطبيق معادلات ماكسويل الجهرية (المعادلات الخاصة بالأجسام التي ترى بالعين المجردة) .

وسنعد ايضاً في بداية الامر ان صدور الامواج الضوئية المنشرة غير محدودة، ولهذا نستبعد ظاهرة الانعراج . كما ان تجانس الوسط يشترط غياب ظاهرة التبعثر . وهكذا سننظر في انتشار الضوء في وسط متجانس شفاف . ويمكننا

بواسطة معادلات ماكسويل ، إستخراج المعادلات الموجية مباشرة أي :

$$\frac{\partial^2 \vec{S}}{\partial t^2} - \frac{C^2}{\varepsilon} \nabla^2 \vec{S} = 0 \qquad (5-17)$$

حيث $\vec{S}$ إما الشعاع $\vec{E}$ ، وإما الشعاع $\vec{H}$ (ε تستبدل بـ μ) ، وتصف المعادلة (17—5) انتشار الامواج الكهرطيسية في وسط لا امتصاص فيه . وكما رأينا سابقاً فإن حلول المعادلات (17—5) يمكن الحصول عليها في حالة الامواج المستوية أو في حالة الامواج الكروية . ويمكن أن تكون الامواج بصورة عامة أكثر تعقيداً ؛ ويتعلق الامر بخصائص الوسط الذي ينتشر فيه الضوء .

3—5 انعكاس الضوء وانكساره عند الحد الفاصل بين وسطين متجانسين ومتماثلي المناحي :

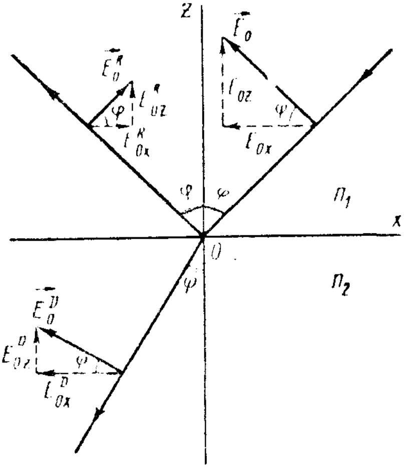
لننظر في انعكاس ضوء مستقطب خطياً عند الحد الفاصل بين وسطين بقرينتي انكسار مطلقتين n_1 و n_2 كما في الشكل (4 — 5) .

ولتكن سعة الحقل الكهربائي للموجة الواردة واقعة في مستوي الورود ومساوية $\vec{E}_0$ ؛ ولنرمز للسعتين المنعكسة والمنكسرة بالرمزين $\vec{E}_0^R$ و $\vec{E}_0^D$ على التوالي ؛ مساقطها على محاور الاحداثيات هي :

$$E_{0x} , E_{0x}^R , E_{0x}^D , E_{0y} , E_{0y}^R , F_{0y}^D , E_{0Z} , E_{0Z}^R , E_{0Z}^D$$

وكما نلاحظ من الشكل ، فإن E_{0y}^D ، E_{0y}^R ، E_{0y} تكون معدومة . أما

بالنسبة لبقية المركبات فإن :



الشكل (4 — 5)

$$\left.\begin{aligned}
E_{0x} &= -E_0 \cos\varphi \\
E_{0z} &= E_0 \sin\varphi \\
E_{0x}^{R} &= E_0^{R} \cos\varphi \\
E_{0z}^{R} &= E_0^{R} \sin\varphi \\
E_{0x}^{D} &= -E_0^{D} \cos\psi \\
E_{0z}^{D} &= E_0^{D} \sin\psi
\end{aligned}\right\} \qquad (5-18)$$

ومن الواضح أن الشعاع $\vec{H}$ عمودي على مستوي الورود ، ووفق العلاقة

المعروفة سابقاً $\vec{H} = n [\vec{n} \cdot \vec{E}]$ تكون سمات مركباته الواردة ، المنعكسة والمنكسرة مساوية على التوالي :

$$\left.\begin{aligned} H_0 &= n_1 E_0 \\ H_0^R &= n_1 E_0^R \\ H_0^D &= n_2 E_0^D \end{aligned}\right\} \quad (5-19)$$

ومساقط هذه المركبات على محاور الاحداثيات تساوي :

$$\left.\begin{aligned} H_{0x} &= 0 , & H_{0x}^R &= 0 , & H_{0x}^D &= 0 \\ H_{0y} &= H_0 , & H_{0y}^R &= H_0^R , & H_{0y}^D &= H_0^D \\ H_{0z} &= 0 , & H_{0z}^R &= 0 , & H_{0z}^D &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (5-20)$$

ولنكتب الشروط الحدية بالنسبة للشعاعين $\vec{E}$ و $\vec{H}$ على النحو التالي :

$$\left.\begin{aligned} E_x^{(1)} &= E_x^{(2)} \\ \varepsilon_1 E_z^{(1)} &= \varepsilon_2 E_z^{(2)} \\ H_y^{(1)} &= H_y^{(2)} \end{aligned}\right\} \quad (5-21)$$

حيث ، $E_x^{(1)}$ ، $E_x^{(2)}$ ، $H_y^{(1)}$, $H_y^{(2)}$ المحصلات المماسية للحد الفاصل

الخاصة بالحقلين الكهربائي والمغناطيسي في الوسطين الأول والثاني على التوالي ؛ $E_z^{(1)}$ و $E_z^{(2)}$ المحصلات الناظمية للحقل الكهربائي في الوسطين الأول والثاني على التوالي ؛ ε_1 و ε_2 ثابتتا العزل الكهربائي للوسطين المذكورين . وبتعويض المركبات المناسبة من (18 – 5) و (20–5) في العلاقات (21 – 5) نحصل على .

$$\left.\begin{aligned}(E_0 - E_0^R)\cos\varphi &= E_0^D \cos\psi \\ H_0 + H_0^R &= H_0^D\end{aligned}\right\} \qquad (5-22)$$

وبتبديل قيم H_0 ، H_0^R ، H_0^D من (19–5) نجد أن :

$$(E_0 + E_0^R)n_1 = E_0^D \cdot n_2 \qquad (5-23)$$

ونجد من المعادلات (22–5) و (23–5) بعد الاخذ بعين الاعتبار أن :

$$n_2 / n_1 = n = \sin\varphi / \sin\psi$$

$$\frac{E_0^R}{E_0} = \frac{\sin\varphi\cos\varphi - \sin\psi\cos\psi}{\sin\varphi\cos\varphi + \sin\psi\cos\psi} \qquad (5-34)$$

ويمكن التعبير عن الجزء الأيمن من المعادلة الاخيرة بدلالة الظلال (tg) ، وفي الوقت نفسه نرمز ل E_0^R / E_0 بالرمز r_p الذي يمثل معامل الانعكاس السعوي من أجل الشعاع $\vec{E}$ لضوء مستقطب خطياً في مستوي الورود ؛ عندئذ يمكن أن نكتب :

$$r_p = \frac{tg(\varphi - \psi)}{tg(\varphi + \psi)} \qquad (5-25)$$

بينما يمثل معامل الانعكاس R_p للشـــدة نسبة مربعي السعتين E_0^R و E_0 أي أن :

$$R_p = \frac{tg^2(\varphi - \psi)}{tg^2(\varphi + \psi)} \qquad (5-26)$$

ويكون معامل النفوذ من أجل الشدة مساوياً :

$$D_p = 1 - R_p = 1 - \frac{tg^2(\varphi - \psi)}{tg^2(\varphi + \psi)} \qquad (5-27)$$

آخذين بعين الاعتبار كما ذكرنا آنفاً ، أن الوسط لايملك خاصية الامتصاص، كما أن معامل النفوذ السعوي يؤخذ على النحو التالي :

$$d_p = \sqrt{D_p} \qquad (5-28)$$

وبعد إجراء حساب بسيط نجد ان :

$$d_p = \frac{2 \sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi+\psi)\cos(\varphi-\psi)} \qquad (5-29)$$

وسنحسب الآن المعاملات المماثلة في الحالة التي يكون فيهـــا الشعاع $\vec{E}$ عمودياً على مستوي الورود ، بينما يتوضع الشعاع $\vec{H}$ في المستوي المذكور .

وبهذه الطريقة يكون الشعاعان قد غيرا موضعيهما ؛ وبالتـــالي يمكننا اعتماداً على ماسبق أن نكتب المركبات الخاصة بالشعاع $\vec{H}$ كما يلي :

$$H_{0y} = 0 \ , \ H_{0y}^{R} = 0 \ , \ H_{0y}^{D} = 0 \ ,$$
$$H_{0x} = - H_0 \cos\varphi \ , \ H_{0z} = H_0 \sin\varphi \ ,$$
$$H_{0x}^{R} = H_0^{R} \cos\varphi \ , \ H_{0z}^{R} = H_0^{R} \sin\varphi \ ,$$
$$H_{0x}^{D} = -H_0^{D} \cos\psi \ , \ H_{0z}^{D} = H_0^{D} \sin\psi \qquad (5-30)$$

أما بالنسبة لمركبات الحقل الكهربائي فتعطى كما يلي :

$$E_{0x} = 0, H_{0x}^{R} = 0 \ , \ E_{0x}^{D} = 0 \ ;$$
$$E_{0y} = E_0 \ , \ E_{0y}^{R} = E_0^{R} \ , \ E_{0y}^{D} = E_0^{D} \ ;$$
$$E_{0z} = 0, \ E_{0z}^{R} = 0 \ , \ E_{0z}^{D} = 0 \ ; \qquad (5-31)$$

وإذا استخدمنا الشروط الحدية (21—5) فسنجد :

$$E_0 + E_0^{R} = E_0^{D}$$
$$(H_0^{R} - H_0) \cos\varphi = - H_0^{D} \cos\psi \qquad (5-32)$$

وإذا عبرنا عن H من خلال E , n نحصل على :

$$n_1 (E_0 - E_0^{R}) \cos\varphi = n_2 E_0^{D} \cos\psi \qquad (5-33)$$

وبما أن : $n_2 / n_1 = \sin\varphi / \sin\psi$ فإننا من (32—5) و (33-5) نحصل على معامل الانعكاس السعوي :

$$r_S = \frac{E_0^R}{E_0} = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \qquad (5-34)$$

أما معامل الانعكاس للشدة فسيكون :

$$R_S = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \qquad (5-35)$$

كما أن معاملي النفوذ D_S و d_S يساويان :

$$\left.\begin{aligned} D_S &= 1 - R_S \quad , \\ d_S &= \sqrt{D_S} \end{aligned}\right\} \qquad (5-36)$$

ومنه :

$$d_S = \frac{2 \sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)} \qquad (5-37)$$

ولنكتب الآن علاقات جميع المعاملات لانعكاس وانكسار ضوء مستقطب عند الحد الفاصل بين وسطين :

$$r_p = \frac{tg(\varphi - \psi)}{tg(\varphi + \psi)} \quad , \quad R_p = \frac{tg^2(\varphi - \psi)}{tg^2(\varphi + \psi)}$$

$$r_S = \frac{-\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \quad , \quad R_S = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)}$$

$$d_p = \frac{2 \sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)\cos(\varphi - \psi)} \quad , \quad D_p = \frac{4 \sin^2\psi \cos^2\varphi}{\sin^2(\varphi + \psi)\cos^2(\varphi - \psi)}$$

$$d_S = \frac{2 \sin\psi \cos\varphi}{\sin(\varphi + \psi)} \quad , \quad D_S = \frac{4 \sin^2\psi \cos^2\varphi}{\sin^2(\varphi + \psi)} \qquad (5-38)$$

وعندما يرد ضوء طبيعي (غير مستقطب) إلى الحد الفاصل بين وسطين ، فإن شدته الكلية I يمكن أن تؤخذ على أنها مجموع شدتين : I_p و I_S ، أي شدتي مركبتي الاستقطاب للشعاع $\vec{E}$ ، المتوضعتين في مستوي الورود للأولى وعمودية عليه للثانية ، أي أن :

$$\left.\begin{aligned} I &= I_p + I_S \\ I_p &= I_s = \frac{I}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (5-39)$$

وبناء عليه فإن معامل انعكاس الشدة R يساوي :

$$R = \frac{I_S^R + I_P^R}{I} = \frac{I_S^R}{I} + \frac{I_P^R}{I}$$

وبما ان :

$$I_p = \frac{I}{2} \quad , I_S = \frac{I}{2}$$

فإن .

$$I = 2\, I_S = 2 I_p$$

وبالتالي يكون :

$$R = \frac{1}{2} \left(\frac{I_S^R}{I_S} + \frac{I_P^R}{I_p} \right)$$

ولكن :

$$I_S^R/I_S = R_S \quad , \quad I_p^R/I_p = R_p$$

ولهذا فإن :

$$R = \tfrac{1}{2}\,(\,R_S + R_P\,) \qquad (5-40)$$

وإذا عوضنا قيمتي R_S ، R_P بما تساويان وجدنا أن :

$$R = \tfrac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(\varphi-\psi)}{\sin^2(\varphi+\psi)} + \frac{tg^2(\varphi-\psi)}{tg^2(\varphi+\psi)}\right] \qquad (5-41)$$

وتجدر الاشارة الى أن فرنل هو الذي صاغ العلاقات الخاصة بالمعادلات R ، R_S ، R_P ، التي تدعى بدورها صيغ فرنل .

وفي الحالة التي يكون فيها :

$$\varphi + \psi = \frac{\pi}{2}$$

أي :

$$tg\,(\,\varphi + \psi\,) = \infty$$

فان $R_p = 0$ وهي خاصة بالضوء المستقطب ، حيث يتوضع الشعاع $\vec{E}$ في مستوي الورود ، وشعاعا الورود والانكسار متعامدان ، ولا يحصل أي انعكاس عند الحد الفاصل . وعندما يرد ضوء طبيعي ، فسيكون الضوء المنعكس مستقطباً استقطاباً تاماً . وتدعى زاوية الورود φ_B ، التي من أجلها

نحصل على ضوء منعكس مستقطب استقطاباً تاماً زاوية الاستقطاب التـام أو زاوية بروستر – (تظهر المركبة S فقط في الضوء المنعكس) . وبما أن :

$$\varphi_B + \psi = \frac{\pi}{2} \quad ، \quad \cos(\varphi_B + \psi) = 0$$

$$\sin\varphi_B = n \sin\varphi \ , \ \cos\varphi_B = \sin\psi \ , \ \varphi_B = \frac{\pi}{2} - \psi$$

فإن :

$$\operatorname{tg}\varphi_B = n \qquad (5-42)$$

وعنـدما تكون :

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$

فإن :

$$R_s = 1 \ , \ R_p = 1 \ , \ R = 1$$

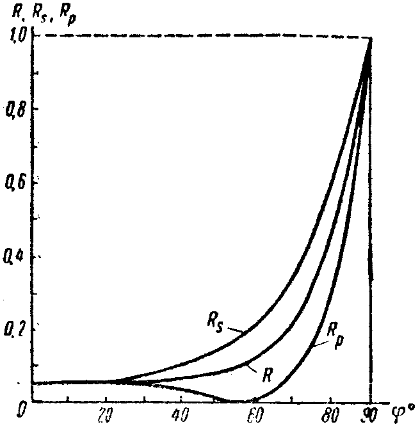
وعندما تكون $\varphi \to 0$ فإن بإمكاننا اختصار الصيغ بحيث تصبح اكـثر بساطة ، وفي هذه الحالة : $\varphi \approx n\psi$. فاذا وضعنا هـــذه القيمة في الصيغ الخاصة بـ R_S و R_p فإننا نحصل على :

$$R_s = R_p = \left(\frac{\varphi - \frac{\varphi}{n}}{\varphi + \frac{\varphi}{n}} \right)^2 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \qquad (5-43)$$

وعندئذ من أجل $\varphi = 0$ تكون R مساوية :

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \qquad (5-43')$$

ومن أجل الزجاج النقي حيث $n = 1,5$ فـــإن $R = 0,04$. وتدلنا صيغ فرنل بوضوح على أن معامل الانـعكاس R_p في حالة الورود النـاظمي صغير جداً ، وبازدياد الزاوية φ تأخذ R_p بالتناقص حتى تبلغ الواحد من أجل $\varphi = \frac{\pi}{2}$. ونرى من الشكل (5-5) تعلق R_S و R_p و R بالزاويـــة φ ، وبقدر مانستطيع إضعاف الضوء المنعكس على سطح مادة عازلة ، بقـــدر مانستطيع تقويته ، غير ناسين أن الخط المنقط في المنحني البياني خاص بالضوء الطبيعي .



الشكل (5 — 5)

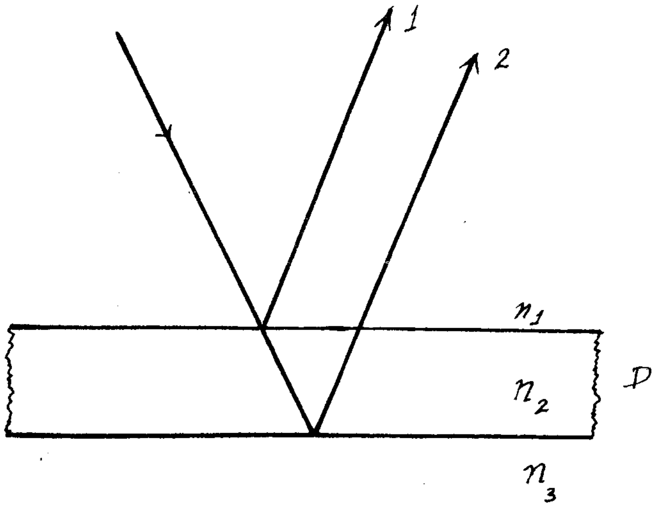
ومن أجل هذا يطلى سطح الجسم العازل بطبقات متتالية من مواد عازلة

بقرائن انكسار مختلفة ، ويمكن التعبير عن العلاقتين (5-43) و (5-43') بصيغ عامة .

بما أن $n = n_2/n_1$ فان (5-43') تأخذ الشكل :

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \qquad (5-44)$$

ومن أجل إضعاف الضوء المنعكس عند الحد الفاصل بين وسطين ، يطلى هذا الحد الفاصل بطبقة عازلة كما ذكرنا آنفاً كما هو واضح من الشكل (5—6) .



الشكل (5—6)

ويصبح R بالنسبة للحد الفاصل الأول مساوياً :

$$R_1 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2$$

وكذلك الامر بالنسبة للحد الفاصل الثاني :

$$R_2 = \left(\frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2} \right)^2$$

فإذا كان $R_1 = R_2$ فإن $n^2_2 = n_1 . n_3$. فإذا كانت السماكة الضوئية للطبقة التي قرينة انكسارها n_2 مساوية $\lambda/4$ ، بينما $n_1 < n_2 < n_3$ ، فإن الاشعة المنعكسة تطفيء بعضها بعضاً نتيجة التداخل الهدام (لأن فرق المسير بين الشعاعين 1 , 2 يساوي :

$$\frac{\lambda}{2} + 2\,\frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{2} = 3\,\frac{\lambda}{2}$$

حيث يقفز طور الموجة زاوية مقدارها π مما يقابل طولاً قـدره $\frac{\lambda}{2}$ عند الانعكاس من وسط ذي قرينـــة انكسار أقل ، على وسط ذي قرينة انكسار اكبر .

أما إذا كان $n_2 > n_3$ فإن الاشعة المنعكسة تقوي بعضها بعضاً (يحصل تداخل بناء حيث فرق المسير بين 1 , 2 يساوي $\lambda = \frac{\lambda}{2} + 2\,\frac{\lambda}{4}$) .

وهكذا يمكن بواسطة توضع عدة طبقات متتالية بسماكة ضوئية مقدارها $\lambda/4$ وقرائن انكسار مناسبة الحصول على قيمة لـ R مساوية الواحد تقريباً .

وتجدر الإشارة إلى أن الامتصاص في سطوح عاكسة من هــذا القبيل ضئيل جداً . ففي مرآة عاكسة من تسع طبقات متتالية من $ZnS\ (n = 2,3)$ والكريوليت $(n = 1,35)\ (Na\,Al\,F_6)$ ؛ تكون $R = 0,98$ والامتصاص أقل من $0,003$. بينما يكون الامتصاص في المرايا المعدنية (المفضضة) أكبر بعشرات المرات ويساوي تقريباً $(\sim 0,03)$. ويجب أن نشير الى ان السطوح العاكسة من المواد العازلة تلعب دوراً عظيماً في المولدات والمضخات الليزرية .

4 — 5 انتشار الضوء في وسط متجانس لامتماثل المناحي :

إن العلاقة بين شعاع شدة الحقل وشعاع التحريض الكهربائيين في الاوساط العازلة المتماثلة المناحي تأخذ الشكل التالي :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \qquad (5-45)$$

حيث ε . مقدار سلمي .

أما بالنسبة للبلورات فالعلاقة بين الشعاعين $\vec{E}$ و $\vec{D}$ أكثر تعقيداً :

$$\left.\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_{11} E_x + \varepsilon_{12} E_y + \varepsilon_{13} E_z \ , \\ D_y &= \varepsilon_{21} E_x + \varepsilon_{22} E_y + \varepsilon_{23} E_z \ , \\ D_z &= \varepsilon_{31} E_x + \varepsilon_{32} E_y + \varepsilon_{33} E_z \ . \end{aligned}\right\} \qquad (5-46)$$

وهكذا فإن نفوذية العزل (ثابتة العزل) بالنسبة للبلورات هي تنزور .

ومن أجل وسط متماثل المناحي تكون $\varepsilon_{33} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{11}$ ، بينما تكون بقية المركبات معدومة . يمكننا البرهان على أن :

$$\varepsilon_{21} = \varepsilon_{12} \quad , \quad \varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} \quad , \quad \varepsilon_{23} = \varepsilon_{32}$$

وهذا يعني أن تنزور نفوذية العزل تناظري . فإذا اخترنا مايعرف بالمحاور الرئيسية للبلورة على أنها محاور الاحداثيات فإن :

$$\left.\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_1 E_x \ , \\ D_y &= \varepsilon_2 E_y \ , \\ D_z &= \varepsilon_3 E_z \ , \end{aligned}\right\} \qquad (5-47)$$

وهذا يعني ان شعاع التحريض في البلورة لن يكون منطبقاً في المنحى مع شعاع شدة الحقل الكهربائي (راجع بحث التنزورات في الرياضيات) .

وإذا انتشرت في البلورة موجة مستوية ، فإن بإمكاننا ان نكتب معادلات الموجة بالنسبة لـ $\vec{D}$ ، $\vec{E}$ و $\vec{H}$ كما يلي :

$$\left.\begin{aligned} \vec{D} &= \vec{D}_0 e^{i\left[\omega t - (\vec{K}\cdot\vec{r})\right]} \ , \\ \vec{E} &= \vec{E}_0 e^{i\left[\omega t - (\vec{k}\cdot\vec{r})\right]} \ , \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 e^{i\left[\omega t - (\vec{k}\cdot\vec{r})\right]} \ , \end{aligned}\right\} \qquad (4-48)$$

حيث $\vec{D}_0$ ، $\vec{E}_0$ ، و $\vec{H}_0$ في الحالة العامة سعات مركبّة (عقـــديه) . وعندئذ تأخذ معادلات ماكسويل الشكل التالي :

$$\left.\begin{aligned} C \operatorname{rot} \vec{H} &= \dot{\vec{D}} \\ C \operatorname{rot} \vec{E} &= -\dot{\vec{H}} \end{aligned}\right\} \qquad (5-49)$$

ويكون لدينا من اجل موجة مستوية وحيدة اللون :

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -i \left[\vec{K} \cdot \vec{E} \right], \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= -i \left[\vec{K} \cdot \vec{H} \right]. \end{aligned}\right\} \qquad (5-50)$$

وبما ان :

$$\left.\begin{aligned} \dot{\vec{D}} &= i\omega \vec{D}, \\ \dot{\vec{H}} &= i\omega \vec{H}, \\ \dot{\vec{E}} &= i\omega \vec{E}, \end{aligned}\right\} \qquad (5-51)$$

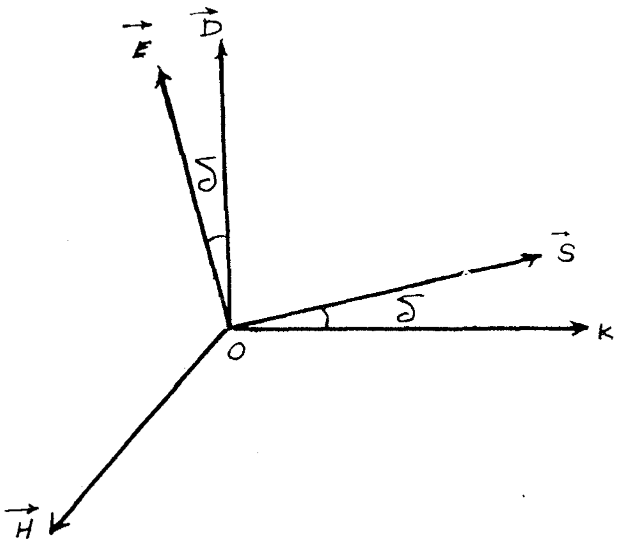
فإن :

$$\left.\begin{aligned} \vec{D} &= -\frac{C}{\omega} \left[\vec{K} \cdot \vec{H} \right], \\ \vec{H} &= \frac{C}{\omega} \left[\vec{K} \cdot \vec{E} \right], \end{aligned}\right\} \qquad (5-52)$$

ونلاحظ مباشرة من (52 –5) أن :

$$\left.\begin{array}{l}\vec{D} \perp \vec{H} \;, \vec{D} \perp \vec{K} \\ \vec{H} \perp \vec{E} \;, \vec{H} \perp \vec{K}\end{array}\right\} \qquad (5-53)$$

بينما $\vec{E}$ ليست عمودية على $\vec{K}$ كما نلاحظ من الشكل (٧ – ٥) .



الشكل (7 – 5)

وبما أن شعاع بوينتنغ يحدد تدفق الطاقة أي :

$$\vec{S} = \frac{C}{4\pi}[\vec{E} \cdot \vec{H}] \qquad (5-54)$$

فإننا نستنتج من ذلك أن :

$$\left.\begin{array}{l}\vec{E} \perp \vec{S} \ , \\ \vec{H} \perp \vec{S} \ .\end{array}\right\} \quad (5-55)$$

وهكذا فــإن الأشعة $\vec{E}$ ، $\vec{H}$ ، $\vec{D}$ ، $\vec{S}$ و $\vec{K}$ تتوضع كما في الشكل السابق (7 – 5) ، وكما نرى فإن منحى الشعاع $\vec{K}$ لشعاع التحريض الكهربائي $\vec{D}$ لاينطبق مع منحى شعاع تدفق الطاقة $\vec{S}$. وهذه النتيجة هامة جداً في دراسة ضوئيات البلورات . ويدعى المنحى $\vec{K}$ منحى الموجــة ، أو المنحى العمودي على الموجة ، كما يدعى المستوي ($\vec{H}$ و $\vec{D}$) سطح الموجة .

5 — 5 قانون فرنل في سرعة انتشار الضوء في البلورات :

– الانــكسار المضاعف :

نستنتج من معادلات ماكسويل في الفقرة السابقة المعادلة الموجية :

$$\ddot{\vec{D}} = C^2 \nabla^2 \vec{E} - C^2 \nabla (\nabla \vec{E})$$

وذلك اعتماداً على القاعدة :

$$\text{rot rot } \vec{E} = - \nabla^2 \vec{E} + \text{grad . div } \vec{E}$$

وفي جملة الإحداثيات المتعامدة تأخذ المعادلة الموجية الشكل :

$$\frac{\varepsilon_1}{C^2} \cdot \frac{\partial^2 Ex}{\partial t^2} = (\frac{\partial^2 Ex}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Ex}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 Ex}{\partial z^2}) -$$

$$- \frac{\partial}{\partial x} (\frac{\partial Ex}{\partial x} + \frac{\partial Ey}{\partial y} + \frac{\partial Ez}{\partial z}) ,$$

$$\varepsilon_2 \frac{\partial^2 Ey}{\partial t^2} = \left(\frac{\partial^2 Ey}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Ey}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 Ey}{\partial z^2} \right) -$$

$$- \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Ex}{\partial x} + \frac{\partial Ey}{\partial y} + \frac{\partial Ez}{\partial z} \right),$$

$$\varepsilon_3 \frac{\partial^2 Ez}{\partial t^2} = \left(\frac{\partial^2 Ez}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Ez}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 Ez}{\partial z^2} \right) - \qquad (5-56)$$

$$- \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial Ex}{\partial x} + \frac{\partial Ey}{\partial y} + \frac{\partial Ez}{\partial z} \right).$$

ويمكننا أن نكتب مركبات الحقل الكهربائي كما يلي :

$$\left. \begin{aligned} Ex &= \frac{Dx}{\varepsilon_1}, \\ Ey &= \frac{Dy}{\varepsilon_2}, \\ Ez &= \frac{Dz}{\varepsilon_3}. \end{aligned} \right\} \qquad (5-57)$$

ومن أجل القيمة المطلقة للشعاع $\vec{D}$ نكتب المعادلة السلمية للموجة على النحو التالي :

$$\vec{D} = D_0 \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{\alpha x + \beta y + \gamma z}{v} \right) \qquad (5-58)$$

حيث α, β, γ : جيوب تمام التوجيه للشعاع $\vec{K}$ ، v : سرعة الموجة .
فإذا رمزنا لجيوب تمام التوجية للشعاع $\vec{D}$ بالرموز m, n, P فإننا نحصل من (5-58) على :

$$\left.\begin{aligned} D_x &= m\, D_0 \cos \Phi \,, \\ D_y &= n\, D_0 \cos \Phi \,, \\ D_z &= P\, D_0 \cos \Phi \,, \end{aligned}\right\} \quad (5-59)$$

حيث :

$$\Phi = \frac{2\pi}{T}\left(\frac{t - \alpha x + \beta y + \gamma z}{v}\right)$$

وبما أن $\vec{D} \perp \vec{K}$ فإن :

$$\alpha m + \beta n + \gamma P - 0 \quad (5-60)$$

وكذلك :

$$m^2 + n^2 + P^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1 \quad (5-61)$$

وإذا عوضنا قيم D_x ، D_y ، D_z من (5-59) في (5-57) ومن ثم E_x ، E_y ، E_z من (5-57) في (5-56) وبعد الترتيب نحصل على :

$$\left.\begin{aligned} \frac{m}{C^2} &= \frac{m}{\varepsilon_1 v^2} - \frac{\alpha}{v^2}\left(\frac{\alpha m}{\varepsilon_1} + \frac{\beta n}{\varepsilon_2} + \frac{\gamma P}{\varepsilon_3}\right), \\ \frac{n}{C^2} &= \frac{n}{\varepsilon_2 v^2} - \frac{\beta}{v^2}\left(\frac{\alpha m}{\varepsilon_1} + \frac{\beta n}{\varepsilon_2} + \frac{\gamma P}{\varepsilon_3}\right), \\ \frac{P}{C^2} &= \frac{P}{\varepsilon_3 v^2} - \frac{\gamma}{v^2}\left(\frac{\alpha m}{\varepsilon_1} + \frac{\beta n}{\varepsilon_2} + \frac{\gamma P}{\varepsilon_3}\right), \end{aligned}\right\} \quad (5-62)$$

ولنستخدم المصطلحات التالية :

$$A^2 = \frac{C^2}{\varepsilon_1} \text{ , } \beta^2 = \frac{C^2}{\varepsilon_2} \text{ , } C^2 = \frac{C^2}{\varepsilon_3}$$

$$A^2 \alpha m + B^2 \beta n + C^2 \gamma P = G^2 \qquad (5-63)$$

فعندئذ نكتب وفق (62 –5) :

$$m = \frac{\alpha G^2}{A^2 - v^2} \text{ , } n = \frac{\beta \; G^2}{B^2 - v^2} \text{ , } P = \frac{\gamma G^2}{C^2 - v^2} \qquad (5-64)$$

فإذا ضربنا المعادلات (5-64) بـ α , β , γ على التوالي وجمعنا نجد :

$$\frac{\alpha^2}{A^2 - v^2} + \frac{\beta^2}{B^3 - v^2} + \frac{\gamma^2}{C^2 - v^2} = 0 \qquad (5-65)$$

وتدعى هذه المعادلة معادلة فرنل من أجل سرعة الضوء في البلورات .

فإذا كانت $\alpha = 1$ فإن : $\beta = \gamma = 0$ وتنتشر الموجة على طول المحور x .
[لأنه اذا كانت $\alpha = 1$ أي $\cos \theta_1 = 1$ فهـــذا يعني أن $\theta_1 = 0$ ، بينما $\theta_2 = \theta_3 = \frac{\pi}{2}$] . وبما أن [$\theta_1 , \theta_2 , \theta_3$ الزوايا بين اشعة التوجيه ومحـاور الإحداثيات x , y , z على التوالي ، فهذا يعني أن :

$\cos \theta_2 = \cos \theta_3 = 0$ أي $\beta = \gamma = 0$] .

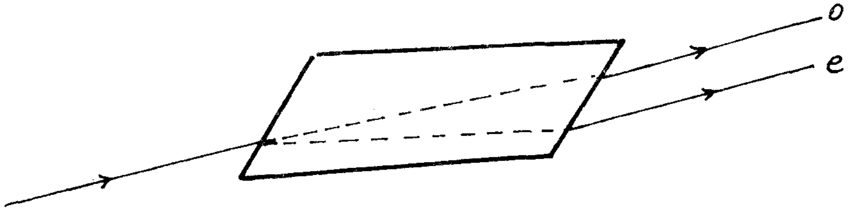
ومن أجل أن تكون المعادلة (5-65) ذات مغزى يجب أن نكتب شرط عدم التعيين :

$$B^2 - v^2 = 0 \text{ و } C^2 - v^2 = 0$$

أي أن للسرعة قيمتين $v = C$ و $v = B$

إذا يوافق كل منحى انتشار معين بـ ($\alpha . \beta , \gamma$) قيمتين للسرعة v ، التي يتغير مقدار كل منها تبعاً للمنحى ، أي أننا أمام ظاهرة جديـدة وهي انتشار موجتين جديدتين دفعة واحدة . وتدعى هـــذه الظاهرة الانكسار المضاعف . وتمثل المقادير C , B , A سرعات الموجة للمناحي التي من أجلهـا تكون اهتزازات $\vec{D}$ وفق المحاور z , y , x . وتمثل v سرعة الموجة من أجل منحى اختياري .

وهكذا في البلورات وبصورة أعــــم في الاوساط اللامتماثلة المناحي ، تتولد سرعتان في الوقت نفسه للموجة الكهرطيسية الواردة إلى تلـــك الاوساط v_1 و v_2 . ونـــلاحظ هذه الظاهرة جيداً في البلورات المدعوة بالأحجار الإيسلندية (Spat) وهي صدفة المحـار وتركيبها الكيميائي ($Ca\ Co_3$) ، كما في الشكل (8 – 5) .



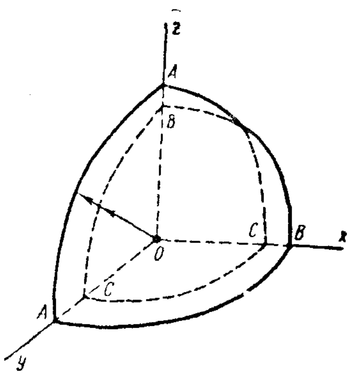
الشكل (8 – 5)

وتعد بلورات الاحجار الإيسلندية وحيدة المحور ، ينقسم فيها الشعاع الوارد الى شعاعين L_0 و L_e (عادي وشاذ) . ويعاني الشعاع L_0 انكساراً عاديـاً والذي من أجله n_0 لايتعلق بمنحى انتشار الضوء في البلورة .

أما الشعاع L_e فإنه يعاني انكساراً شاذاً ، والذي من أجله يكون n_e

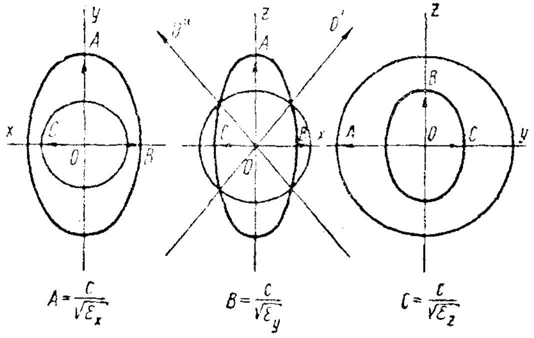
تابعاً لمنحى الشعاع في البلورة . ومن أجل فهم الظواهر الناشئة في البلورات ، من المفيد جداً البحث في بنية السطح الموجي . ولهذا ننظر في الحالة التي من أجلها ينتشر الضوء في البلورة صادراً عن منبع نقطي داخل البلورة .

ففي الشكل (9 − 5) يبدأ صدر (سطح) الموجة في البلورة من منبع في النقطة o .



الشكل (9 − 5)

ومقاطع هذا السطح بالمستويات ، yoz , xoz , xoy ، موضحة في الشكل(10−5) .

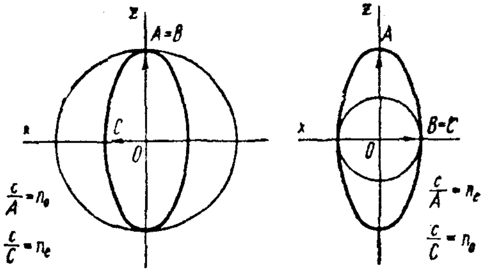


(a   (b   (c

الشكل (10 − 5)

وتمثل المقادير C , B , A قيم السرعات الاساسية . وتتطابق سرعتا الموجتين وفق محورين oo' و oo'' . وتدعى هـــذه المناحي المحاور الضوئية للبلورة . وبناء عليه يتواجد محوران ضوئيان في الحالة العامة ، وتدعى تلك البلورات ذات المحورين البلورات ثنائية المحور . وفي بعض البلورات ينطبق المحوران بعضهما على بعض وتدعى تلك البلورات وحيدة المحور .

فلو كان الانطباق وفق المحور z فإن السرعتين الاساسيتين **A** و **B** تتطابقان. ولو كان الانطباق وفق المحور **x** لتطابقت السرعتان B و C . ويتكون صدر الموجة من كرة بالنسبة للشعاع L_0 ، ومن مجسم قطع ناقص دوراني من أجل الشعاع L_e . وإذا كان $n_e > n_0$ أي $(v_0 > v_e)$ ، فإن البلورة تدعى بلورة موجبة كما في الشكل (5-11a) .



(a (b

الشكل (5-11)

أما إذا كان $n_e < n_0$ $(v_0 < v_e)$ ، فتدعى البلورة بلورة سالبة . كما في (5-11b) . وهكـــذا في حالة بلورة وحيدة المحور تكون السرعـة $v_0 = \text{const}$ ، أي أن v_0 لايتعلق بمنحى الانتشار في البلورة .

أما بالنسبة للشعاع L_e فإن v_e تابـع للمنحى .

أما في البلورات ثنائية المحور فالشعاعان L_0 و L_e شاذان . ويدعى المستوي الذي يحوي المحورين الضوئيين في البلورة المقطع الرئيسي . والمقطع الرئيسي لبلورة وحيدة المحور هو ذلك المستوي الذي يحوي منحى الشعـاع الضوئي والمحور الضوئي . وبما ان المحور الضوئي أي مستقيم يوازي المنحى ، الذي تتطابق وفقه السرعتان v_0 و v_e ؛ فإنه يتواجد في البلورة عدد لانهـائي من المقاطع الرئيسية .

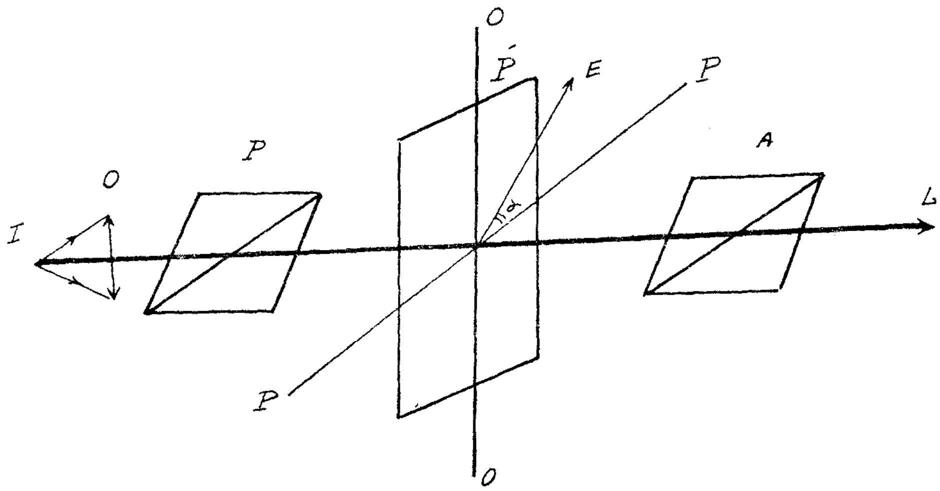
إن اهتزازات الشعاع الكهربائي $\vec{E_0}$ للموجة العادية تكون دائماً عمودية على المقطع الرئيسي ؛ وبالتالي على المحور الضوئي . ولهذا تتحدد قيمـــة النفوذية الكهربائية (ثابتة العزل) ε_0 بقيمها وفق المحاور y , x عندما يكون المحور الضوئي منطبقاً على z ، وبقيمها وفق z , y عندما يكون المحور الضوئي منطبقاً على x . وبهذا الشكل يكون ε_0 مقداراً ثابتاً . وعلى العكس مـــن ذلك فإن ε_e تابع للمنحى ، وبالتـالي تكون v_e متعلقة بمنحى الانتشار في البلورة .

6 ــ 5 الاستقطاب اللوني :

إن الاستقطاب اللوني ذو شأن كبير في ضوئيات البلورات . ومن أجـل دراسته نستخدم حزمة متوازية .

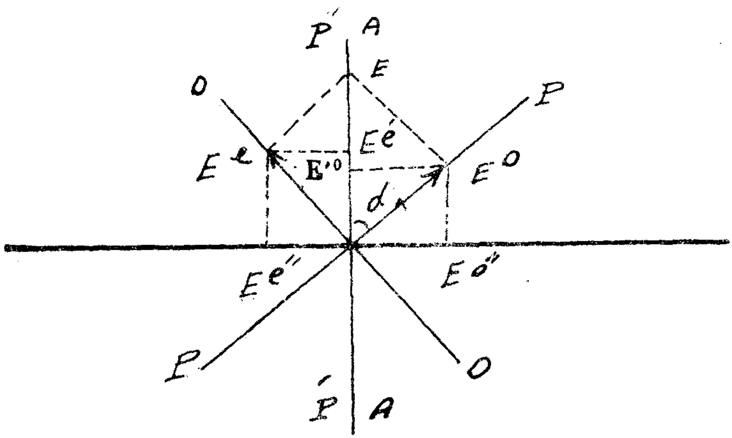
لترد حزمة متوازية من ضوء أبيض على صفيحة بلورية P' موضوعة بـين مقطب P ومحلل A كما في الشكل (5-12) . ولتكن الصفيحة P' مقطوعة من بلورة وحيدة المحور منحاه وفق "oo ؛

نفرض أن الزاوية بين مستوي اهتزازات المقطب (منحى الحقل الكهربائي



الشكل (12 — 5)

$\vec{E}$) وما يدعى مستوي الاستقطاب PP للصفيحة مساوية α . عندئذ ينقسم الشعاع الضوئي في الصفيحة الى شعاعين جديدين الأول أصلي (عادي) $\vec{E}^0$ ، والثاني شاذ (غير عادي) $\vec{E}^e$ ينتشران فيها بسرعتين مختلفتين v_0 و v_e كما في الشكل (13–5) .



الشكل (13— 5)

فإذا كان مستوي الاهتزازات الكهربائية المحلل يتطابق مـــع مستوي الاهتزازات للمقطب ، فانه عند ورود الشعاعين $\vec{E}^{0}$ و $\vec{E}^{e}$ الى المحلل ، ينقسمان بدورهما الى المركبات التالية : الشعاعـــان $\vec{E}^{0\prime}$ و $\vec{E}^{0\prime}$ وفق المنحى P'A ، والشعاعان $\vec{E}^{0\prime\prime}$ و $\vec{E}^{e\prime\prime}$ وفق المنحى العمودي على P'A ؛ وسينطفىء الشعاعان الاخيران في المحلل ، ولهذا سننظر في الاشعة $\vec{E}^{0\prime}$ و $\vec{E}^{e\prime}$ فقط . واذا كان الضوء الخارج من المقطب وحيد اللون ، يمكننا عنـــد دخوله الى الصفيحة أن نكتب :

$$\vec{E} = \vec{E_0} \sin \frac{2\pi}{T} t \qquad (5-66)$$

وبما أن $\vec{E}$ ينقسم في الصفيحة البلورية الى شعاعين ، فان كـــلا منهما يحصل على فرق إضافي في الطور خاص به :

$$\left.\begin{aligned} \Phi_o &= \frac{2\pi}{\lambda} n_o d , \\ \Phi_e &= \frac{2\pi}{\lambda} n_e d . \end{aligned}\right\} \qquad (5-67)$$

حيث d : سمك الصفيحة . وستكون سعات الشعاعين ، الاصلي والشاذ

$$a_o = E_o \cos\alpha , \quad a_e = E_o \sin\alpha$$

حيث E_o : سعة الشعاع الوارد الى الصفيحة . وهكذا يمكن الحصول على العبارات التالية من أجل الاهتزازات الداخلة في المحلل .

$$E^o = E_0 \cos\alpha \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi}{\lambda} n_0 d\right),$$
$$E^e = E_0 \sin\alpha \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi}{\lambda} n_e d\right). \qquad (5-68)$$

وبعد عبور المحلل يتشكل شعاعان $E^{o\prime}$ و $E^{e\prime}$ سعاتهما :

$$\alpha'_o = E_o \cos^2\alpha ,$$
$$\alpha'_e = E_o \sin^2\alpha . \qquad (5-68')$$

وعندئذ يكون لدينا :

$$E^{o\prime} = E_o \cos^2\alpha \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \Phi_o\right),$$
$$E^{e\prime} = E_o \sin^2\alpha \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \Phi_e\right). \qquad (5-69)$$

وتكون المحصلة مساوية :

$$E' = a \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \Phi'\right) = a \sin(\omega t - \Phi') \qquad (5-70)$$

حيث : $\omega = 2\pi/T$

كما يمكن كتابة E' على النحو التالي :

$$E' = a \sin(\omega t - \Phi') = a'_0 \sin(\omega t - \Phi_0) + a'_e \sin(\omega t - \Phi_e) \qquad (5-71)$$

أو :

$$a \sin \omega t \cos \Phi' - a \cos \omega t \sin \Phi' = a'_0 \sin \omega t \cos \Phi_0 -$$

$$- a'_0 \cos \omega t \sin \Phi_0 + a'_e \sin \omega t \cos \Phi_e - a'_e \cos \omega t \sin \Phi_e$$

وبمساواة الحدود الحاوية $\sin \omega t$ و $\cos \omega t$ فقط في الطرفين يكون لدينا :

$$\left. \begin{aligned} a \sin \omega t \cos \Phi' &= a'_0 \sin \omega t \cos \Phi_0 + a'_e \sin \omega t \cos \Phi_e \ , \\ a \cos \omega t \sin \Phi' &= a'_0 \cos \omega t \sin \Phi_0 + a'_e \cos \omega t \sin \Phi_e \ . \end{aligned} \right\} \quad (5-72)$$

وباختصار العلاقتين الاولى والثانية الى $\sin \omega t$ و $\cos \omega t$ على التوالي ، والتربيع والجمع نحصل على :

$$a^2 = a'^2_0 \cos^2 \Phi_0 + a'^2_0 \sin^2 \Phi_0 + a'^2_e \cos^2 \Phi_e + a'^2_e \sin^2 \Phi_e \ t$$
$$+ 2 a'_0 a'_e \cos \Phi_0 \cos \Phi_e + 2 a'_0 a'_e \sin \Phi_0 \sin \Phi_e \ ,$$

ومنه ينتج :

$$a^2 = a'^2_0 + a'^2_e + 2 a'_0 a'_e \cos (\Phi_0 - \Phi_e) \ .$$

وبما أن شدة الضوء تتناسب طرداً مع مربع سعته ، فإننا اذا رمزنا بـ $E^2_0 = I_0$, $a^2 = I$ واستعضنا عن a'_0 و a'_e بقيمتيها من (5-68') يكون لدينا :

$$I = I_0 [1 + \sin^2 2 \alpha \cos (\Phi_0 - \Phi_e)] \ . \qquad (5-73)$$

فإذا كانت $\alpha = 45^0$ ، وأخذنا بعين الاعتبار أن :

$$\Phi_0 - \Phi_e = \frac{2 \pi d}{\lambda} (n_0 - n_e) \ , \qquad (5-74)$$

فان بإمكاننا كتابة (5–73) على الشكل :

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\pi d (n_0 - n_e)}{\lambda} \qquad (5-75)$$

وبناء عليه ، ستكون قيم d و λ تبعاً لـ ($n_0 - n_e$) أعظمية أو أصغرية في الضوء النافذ . وإذا كان طيف الضوء الوارد متصلاً ، فسنلاحظ في الضوء النافذ ألواناً مختلفة تبعاً للسماكة d . وعندما يكون المقطب والمحلل متعامدين، فان اللوحة السابقة ستكون وفق (5–75) لوحة جديدة :

$$I' = I_0 \sin^2 \frac{\pi d (n_0 - n_e)}{\lambda} \qquad (5-76)$$

وتلعب ظاهرة الاستقطاب اللوني دوراً كبيراً في دراسة الجهد الميكانيكي بطريقة ضوئية ، وكذلك في استقصاء خصائص البلورات .

5 — 7 التفسير الأولي في دوران مستوي الاستقطاب :

هناك مجموعة من المواد ، تبدي القدرة على تدوير مستوي الاستقطاب ، عندما تجتازها موجة مستقطبة خطياً . وتصح العلاقة التالية من أجل ضوء وحيد اللون ، مستقطب خطياً :

$$\varphi = \alpha d$$

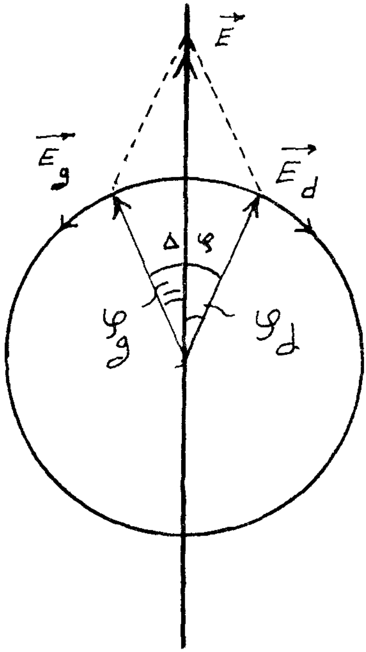
حيث :

α : زاوية تمثل الدوران النوعي .

d : السماكة التي يجتازها الضوء في المادة الفعالة . ويتم دوران مستوي الاستقطاب

وفق تصور فرنل اعتماداً على مبادىء الميكانيك التقليدي .

فعندما تجتاز موجة مستقطبة خطياً مادة فعالة (بلورة وحيدة المحور مثلاً) وفق محورها الضوئي ، تتحلل الى موجتين اوليتين مستقطبتين دائرياً، الاولى يمينية E_d والاخرى يسارية E_g كما هو واضح من الشكل (14—5) تنتشران في البلورة بسرعة واحدة وتواتر واحد ، ولكن بسرعتين دورانيتين مختلفتين قليلاً .



الشكل (14 - 5)

ويمكننا اعتماداً على المبادىء الأولية في الميكانيك إثبات أن مركبة المحصلة $\vec{E}$ على المحور x مثلاً تساوي وفق مبدأ التراكب مجموع مركبتي الموجتين

E_d و E_g على المحور نفسه ، بينما تكون مركبة المحصلة على المحور y معدومة . وتجدر الاشارة الى أن دور الموجة $\vec{E}$ يساوي دور كل من الموجتين الاوليتين، ولكن سعتها تساوي ضعف سعة كل منهما .

ولنعلم ان سرعتي انتشار $\vec{E}_d$ و $\vec{E}_g$ في وسط غير فعــال ضوئياً (لايدير مستوى الاستقطاب) كبلورة الكلسيت مثلاً متساويتان . اي انهما تبلغان نقطة ما في الزمن نفسه ، بحيث تكون المحصلة منطبقة على المنحى نفسه .

أما في الاوساط الفعالة ضوئياً كالكوارتز مثلاً ، فتكون السرعتان مختلفتين بعضهما عن بعض قليلاً ، مما يؤدي الى وجود فرق في الطور بينهما عندمـــا تخترقان الوسط المذكور .

واذا اجتازت الموجة سماكة مقدارها d في الوسط الفعال ، فان $\vec{E}_d$ تقوم بعدد من الدورات يساوي :

$$N_d = \frac{n_d \cdot d}{\lambda} \qquad (5-77)$$

بينما تقوم E_g بعدد يساوي :

$$N_g = \frac{n_g \cdot q}{\lambda} \qquad (5-78)$$

حيث n_d و n_g : قرينتا الانكسار الموافقتان للموجتين .

وعندئذ تعطى الزاويتين φ_d و φ_g كما في الشكل السابق على النحو التالي:

$$\left.\begin{aligned} \varphi_d &= 2\pi\, N_d = \frac{2\,\pi}{\lambda}\; n_d \;\;. d \;, \\ \varphi_g &= 2\,\pi\, N_g = \frac{2\,\pi}{2}\; n_g \;\;. d \;. \end{aligned}\right\} \qquad (5-79)$$

وتكون الزاوية المحصورة بين الشعاعين $\vec{E}_d$ و $\vec{E}_g$ مساوية :

$$\Delta\,\varphi = \frac{2\,\pi\, d}{\lambda}\,(\, n_d - n_g \,) \qquad (5-80)$$

ومن جهة اخرى تكون زاوية دوران مستوي الاستقطاب φ مساوية :

$$\theta = \frac{\Delta\,\varphi}{2} = \frac{\pi\, d}{\lambda}\,(\, n_d - n_g \,) \qquad (5-81)$$

أي أن الشعاع $\vec{E}$ يدور زاوية مقدارها θ عنـــد بروزه من الوسط الفعال .

ويمكن البرهان بسهولة أن $\theta = \frac{\Delta\,\varphi}{2}$ بأخذ مركبات $\vec{E}_d$ و $\vec{E}_g$ كحركتـين امتزازتين على محاور الإحداثيات :

$$\left.\begin{aligned} E_{d(x)} &= A \cos \omega\, t \;, \\ E_{d(y)} &= A \;\sin\; \omega\, t \;. \end{aligned}\right\} \qquad (5-82)$$

أما مركبتا $\vec{E}_g$ على محوري الإحداثيات فتعطيان كما يلي :

$$\left.\begin{aligned} E_{g\,(x)} &= A \cos\; (\;\omega\; t + \Delta\,\varphi) \;, \\ E_{g\,(y)} &= - A \sin\, (\;\omega\; t + \Delta\;\varphi) \;. \end{aligned}\right\} \qquad (5-83)$$

واعتماداً على مبدأ التراكب (الانضمام) ، نكون مركبتا المحصلة $\vec{E}$:

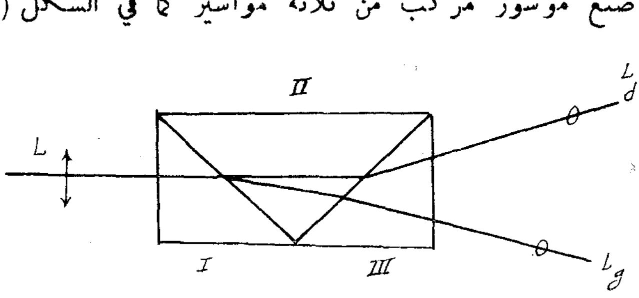
$$\left.\begin{aligned} E_{(x)} &= \frac{A}{2}\left[\cos \omega t + \cos(\omega t + \Delta\varphi)\right] \\ E_{(y)} &= \frac{A}{2}\left[\sin \omega t - \sin(\omega t + \Delta\varphi)\right] \end{aligned}\right\} \quad (5\text{-}84)$$

أو بشكل آخر :

$$\left.\begin{aligned} E_{(x)} &= A \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2}\right) \\ E_{(y)} &= -A \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (5\text{—}85)$$

وبما أن $E_{(x)}$ و $E_{(y)}$ مركبتان متعامدتان ، فإن المحصلة تميل على المحور ox بالزاوية $\theta = \frac{\Delta\varphi}{2}$ وذلك وفق إيجاد مركبتي شعـاع يميل على المحور ox بزاوية مقدارها $\frac{\Delta\varphi}{2}$ ، آخذين بعين الاعتبار ان المركبتين المتعامدتين متفقتان في الطور الذي يساوي $\left(\omega t + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)$.

وكان فرنل قد قام بالتحقيق التجريبي لدوران مستوي الاستقطـاب على النحو التالي : صنع موشور مركب من ثلاثة مواشير كما في الشكل (15 - 5) .



الشكل (15 — 5)

وجعل الموشوران I و III من كوارتز يميني ، بينما جعل الموشور II من كوارتز يساري . وعند الورود الناظمي لأشعة مستقطبة خطياً ، لايتضاعف الشعاع الوارد داخل الموشور I رغم وجود تباين في قرينتي انكسار الشعاعين المستقطبين يمينياً ويسارياً .

ويكون من أجل الموشور اليميني $n_d < n_g$ ، بينما يكون من أجل الموشور اليساري $n_d > n_g$. ويقودنا هذا إلى الاستنتاج التالي : يحصل انكسار للضوء عند الحد الفاصل بين الموشورين I و II ، وكذلك عند الحد الفاصل بين II و III . وعند بروز الشعاع من الموشور الكلي أيضاً . وهكذا ينتشر كل من L_d و L_g في منحى مختلف .

الفصل السادس

التبعثر

Scattering

– انتشار الضوء في الاوساط اللامتجانسة ضوئيا

1 — 6 تفسير تبعثر الضوء في الاوساط اللامتجانسة الجهرية والمجهرية

كنا في الفصل السابق قد نظرنا في حالة انتشار الضوء في وسط مثالي التجانس . ولكن الوسط العادي (الواقعي) ليس متجانساً ، حيث تتدرج الكثافة ، ودرجـــة الحرارة ، ولاتماثلية المناحي إلى آخره ... ، مما يؤدي الى تعلق قرينة انكسار الوسط بالإحداثيات والزمن .

وإلى جانب اللامتجانسات الجهرية ، التي تتغـير بشكل بطيء نسبياً في المـكان والزمان ، تحتل اللامتجانسات المجهرية مكاناً هاماً . وتنتمي الى الاخيرة الجزيئات الدقيقة المعلقة ، التي تملك قرينة الانكسار هذه أو تلك ، ومعامل الامتصاص هذا أو ذاك . ومثال ذلك ، الجزيئات الغروية في المحـــاليل ،

وجزيئات الغبار ، وكذلك الضباب في الهواء ، بالإضافة الى الجزيئات الصابة في السوائل .

وقد دعي ذلك الوسط اللامتجانس ، الوسط العكر . وعندما ينتشر الضوء في وسط عكر تستدعي الجزيئات المعلقة انحرافه عن المنحى الابتدائي ؛ وينشأ مايسمى تبعثر الضوء في كل الاتجاهات ، وتضعف الحزمة الضوئية المباشرة بقدر ماتجتاز من الوسط .

وتظهر اللاتجانسية الجهرية الضوئية في المادة ، حتى في غياب أية جزيئات غريبة معلقة وذلــك بفضل تقلب توزيـع الذرات أو الجزيئات نتيجـة تغير حرارة الوسط ، وكذلــك بفضل الاهتزازات الاحصائيـة في حجوم صغيرة جداً ، الناتجة من جراء الحركة الحرارية الاعتباطية للذرات والجزيئات ، والجسيمات الاخرى التي يتكون منها الوسط .

وتنمو شدة التقلب ، مثلها مثل شدة التبعثر مــع تزايد درجة حرارة الوسط . وقد دعي تبعثر الضوء الناتج عن الحركة الحراريــة الجزيئية تبعثر الضوء الجزيئي .

2 – 6 تبعثر الضوء جزيئياً :

لننظر بادىء ذي بدء في ظاهرة تبعثر الضوء في وسط متماثل المناحي وغير امتصاصي (حالة جزيئات متماثلة المناحي كهربائياً ، أي ليست بذات القطبين). والحركة الحرارية للجزيئات تفسد تجانس الوسط . فلو كان عـدد الجزيئات في $1\,CM^3$ عند التوزع المنتظم المثالي في الوسط مساوياً N_{01} ، فإنه يحـدث من

جراء الحركة الجزيئية انحراف عن التوزع المثالي . ويمكن تحديد عدد الجزيئات اللحظي في واحدة الحجم على النحو :

$$N = N_{01} + \Delta N \qquad (6-1)$$

حيث :

N_{01} : الكثافة الجزيئية التوازنية .

ΔN : تقلب كثافة الجزيئات .

بما أن $\Delta N \sim \Delta \rho \quad , \quad N_{01} \sim \rho_0 \quad , \quad N \sim \rho$

حيث :

ρ : كثافة الوسط .

ρ_0 : كثافة الوسط في حالة التجانس المثالي .

$\Delta\rho$: تقلب كثافة الوسط فإن :

$$\rho = \rho_0 + \Delta \rho \qquad (6-2)$$

ولنستعن بالقيمة النسبية للتقلب :

$$\delta = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \qquad (6-3)$$

وبما أن شدة تبعثر الضوء كما سنرى لاحقاً تتعين بمربع التقلب النسبي للكثافة ، فمن الضروري إيجاد δ^2 .

ولنرمز للإنتروبية (entropy) (معامل فقدان الطاقة في

نظام دينامي حراري) في الحجم الذي يلاحظ فيه التقلب ، بالرمز S ، بينما نرمز للإنتروبية في الحجم نفسه في وضع التوازن الدينامي الحراري المثالي بالرمز S_0 . وتكون عندئذ احتمالات الحالتين w , w_0 وفق دعوى بولتزمان معطاة بالعلاقات :

$$\left.\begin{aligned} S &= K \operatorname{Ln} \omega \ , \\ S_0 &= K \operatorname{Ln} \omega_0 \ , \end{aligned}\right\} \qquad (6-4)$$

حيث K ثابتة بولتزمان .

ونجد من العلاقتين السابقتين أن :

$$\operatorname{Ln} \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{S - S_0}{K} \ ,$$

ولهذا ، فان كثافة الاحتمال تساوي :

$$w = w_0 \, e \, \frac{S-S_0}{K} \qquad (6-5)$$

ومن اجل احتمال الانحراف عن وضع التوازن الدينامي الحراري في مجال تغير المتحولات dΩ ، التي تميز تلك الجملة ، يمكن ان نكتب :

$$dw = w_0 \, e \, \frac{S-S_0}{K} \, . \, d\Omega \qquad (6-5')$$

وإذا رمزنا لحجم التقلب بالرمز v_0 ، ولحجم الجزيئة الغرامية بالرمز V_0 ، ولانتروبية الجزيئة الغرامية في وضع التقلب بالرمز S ، وفي وضع التوازن الدينامي الحراري بالرمز S_0 فان :

$$S - S_0 = \frac{v_0}{V_0} (\mathbf{S} - \mathbf{S}_0) = \frac{v_0}{V_0} \Delta \mathbf{S} \qquad (6-6)$$

وعدا تقلب عدد الجزيئات في الحجم ، أي تقلب الكثافة ، توجد تقلبات في سرعة الجزيئـــات ، التي تكافيء تقلبات درجة الحرارة ΔT . وتقلب الكثافة يكافىء تقلب الحجم النوعي (او تقلب حجم الجزيئة الغرامية V_0) . وهكذا يكون :

$$\mathbf{S} = f (\Delta V , \Delta T)$$

وبالتالي يمكن نشر الطاقة وفق سلسلة بقوى ΔV و ΔT :

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial V} \right)_0 \Delta V + \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial T} \right)_0 \Delta T + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial V^2} \right)_0 \Delta V^2 +$$

$$+ \left(\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial V \, \partial T} \right)_0 \Delta V \Delta T + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial T^2} \right)_0 \Delta T^2 + \ldots$$

وبما انه ينظر في الانحراف عن وضع التوازن الدينـامي الحراري فقط ، عندما يكون : $S_0 = \max S$ فإن :

$$\left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial V} \right)_0 = 0 \quad , \quad \left(\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial T} \right)_0 = 0$$

ولنأخذ بعين الاعتبار ايضاً ان الوسط يخضع لمعادلة الحالة لـ فاندر فالس، والتي من اجلها :

$$\left(\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial V \, \partial T} \right)_0 = 0$$

وهذا يعني أن تقلبات الكثافة وتقلبات درجـة الحرارة مستقلة بعضها عن

بعض . وإذا أخذنا ذلك بعين الاعتبار ، وأهملنا الحدود من المراتب العليا فاننا نحصل من النشر على :

$$\Delta S = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial V^2} \right)_0 \Delta V^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial T^2} \right)_0 \Delta T^2 .$$

وبما ان $S_0 = \max S$ فان كلا من :

$$\left(\frac{\partial^2 S}{\partial T^2} \right)_0 , \left(\frac{\partial^2 S}{\partial V^2} \right)_0$$

سالب ، (لان $S_0 > S$ وبالتالي $\Delta S = S - S_0 < 0$ ولا يتحقق ذلك في المعادلة الاخيرة الا اذا كانت المقادير المذكورة سالبة) . ولنرمز لتلك المقادير السالبة كما يلي :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial V^2} \right)_0 = - a^2 , \ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial T^2} \right)_0 = - b^2 .$$

(6—7)

$$\delta = \frac{\Delta V}{V_0} \ , \ \tau = \frac{\Delta T}{T_0}$$

ولنكتب الآن المعادلة (6 — 6) على الشكل :

$$S - S_0 = \frac{V_0}{V_0} (S - S_0) = - (a^2 V_0^2 \delta^2 + b^2 T_0^2 \tau^2) \frac{V_0}{V_0} \quad (6-8)$$

وبناء عليه يكون احتمال التقلب المتزامن للكثافة ودرجة الحرارة مساوياً .

$$dw = w_0 e^{-\frac{(a^2V^2\delta^2 + b^2T_0^2\tau^2)}{K} \cdot \frac{v_0}{V_0}} . d\delta\, d\tau . \quad (6-9)$$

وتمثل المعادلة الاخيرة جداء احتمالـــين : من أجل تقلب الكثافة وتقلب درجة الحرارة .

ومن أجل احتمال تقلب واحد (وليكن احتمال تقلب الكثافة) ، يمكن أن نكتب :

$$dw = A e^{-\frac{a^2 V_0 \delta^2 v_0}{K}} . d\delta \qquad (6-10)$$

ومن اجل حساب $\overline{\delta^2}$ ، أي القيمة الوسطية لمربع تقلب الكثافة ، نعتمد مبدأ حساب القيم الوسطية وفق الفيزياء الإحصائية كما يلي :

$$\overline{\delta^2} = \int_0^\infty \delta^2\, dw = \frac{K}{2v_0 V_0 a^2}$$

وذلك اعتماداً على العلاقة (6—10) .

واذا استعضنا في العلاقة الاخيرة عن a^2 بما تساويه وجدنا ان .

$$\overline{\delta^2} = - \frac{K}{v_0 V_0 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial V^2} \right)_0} \qquad (6-11)$$

ومن اجل معادلة الحالة لفاندر فالس (Van-Der-Vaals) يكون معنا :

$$\overline{\delta^2} = \frac{K (V_0 - \beta)^2}{R\, v_0 V_0} \qquad (6-12)$$

حيث β : مقدار التصحيح في الحجم . واذا عوضنا بدلالة $R = K N_0$ ،

حيث N_0 : عدد الجزيئات في الجزيئية الغرامية (عدداً فوغادرو) فان :

$$\overline{\delta^2} = \frac{(V_0 - \beta)^2}{v_0 V_0 N_0} \qquad (6-12')$$

ومن اجل الغازات الكاملة $\beta = 0 , N_0/V_0 = N_{01}$

حيث N_{01} : عدد الجزيئات في $1 Cm^3$ ، اذاً :

$$\overline{\delta^2} = \frac{1}{N_{01} v_0} \qquad (6-13)$$

اي أن التقلبات النسبية في الغازات الكاملة تزداد بازدياد خلخلة الغاز ، وبنقصان حجم الوسط ، الذي يدرس فيه التقلب .

وإذا سجلنا أن $\delta = \frac{\Delta \rho}{\rho_0}$ ، فإن القيمة المطلقة لتقلب الكثافة من أجـل الغاز الكامل تكون :

$$\Delta \overline{\rho^2} = \frac{\mu^2 N_{01}}{v_0} \qquad (6-14)$$

حيث μ : كتلة الجزيئة مقدرة بالغرامات .

$\overline{\Delta\rho^2}$: وسطي مربع تقلب الكثافة .

ويؤدي تغير كثافة الوسط إلى تغير نفوذية العزل الكهربائي :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \Delta V = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V}\right)_0 v_0 \left(\frac{\Delta V}{V_0}\right) = v_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V}\right)_0 \delta \ .$$

وإذا حدث تغير في نفوذية العزل موافق لعنصر الحجم v_0 بمقدار $\Delta\varepsilon$ ، ظهر عزم اضافي نتيجة حقنه بحقل كهرطيسي شدته E يساوي :

$$\Delta D^{s} = \frac{\Delta\varepsilon\, E}{4\,\pi}\; v_0 \qquad (6-15)$$

ولهذا يصبح عنصر الحجم المذكور منبعاً ثانوياً لإشعاع متبعثر ، يتحـــدد وفق الصيغة الخاصة بإشعاع ذي القطبين للعالم هوتز .

$$E_{\theta}^{s} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{v_0}{4\,\pi\, r} \left(\frac{2\,\pi}{\lambda}\right)^{2} \Delta\,\varepsilon\, \sin\,\theta \qquad (6-16)$$

حيث E_0 : سعة شدة الحقل الكهربائي لموجة واردة مستقطبة خطياً .

r : المسافة بين عنصر الحجم المشع ونقطة المراقبة .

θ . الزاوية بين منحى حقل الموجة الواردة ونصف القطر الشعاعي المار من نقطة المراقبة أي $\sin\theta = \sin\,(\vec{E}\,،\,\vec{r})$. وتكون شدة الضوء المتبعثر كقيمة مطلقة اشعاع بوينتنغ مساوية :

$$I_{\theta}^{s} = \frac{C}{4\,\pi} \cdot \frac{E_0^{2}}{2} \cdot \frac{v_0^{2}}{(4\pi r)^{2}} \left(\frac{2\,\pi}{\lambda}\right)^{4} \Delta\,\varepsilon^{2} \sin^{2}\theta$$

لأن كما ذكرنا :

$$I_{\theta}^{s} = \frac{C}{4\,\pi}\,(E_{\theta}^{s})^{2}$$

وبما أن :

$$\frac{C}{4\pi} \cdot \frac{E_0^2}{2} = I$$

حيث I : شدة الضوء الوارد ، فإن بامكاننا الكتابة في آخر المطاف :

$$I_\Theta^s = I \frac{V_0^2}{(4\pi r)^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \Delta \varepsilon^2 \sin^2 \theta \qquad (6-17)$$

ومن أجل تعيين تقلب نفوذية العزل الكهربائية ، يتوجب علينا ان نأخذ قيمتها الوسطية (وفقاً للقيمة الوسطية $\overline{\delta^2}$) .

$$\overline{\Delta \varepsilon^2} = V_0^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \right)^2_0 \overline{\delta^2} \qquad (6-18)$$

وذلك اعتماداً على صيغة $\Delta\varepsilon$ التي سبق ذكرها .

وترتبط نفوذية العزل مع الحجم الجزيئي بعلاقة كلاوزيوس ـ موسون على النحو التالي :

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} V = C \qquad (6-19)$$

حيث C ؛ ثابتة :

وليس من الصعب الحصول من العلاقة الأخيرة على :

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} V \right)^2_0 = \frac{(\varepsilon - 1)^2 (\varepsilon + 2)^2}{9} \qquad (6-20)$$

واذا اعتمدنا العلاقة (6 — 12′) من اجل $\overline{\delta^2}$ ، فانه بأخذنا بعين الاعتبار أن $\varepsilon = n^2$ وأخذ (6 —17) كذلك ، نحصل على شدة الضوء المتبعثر :

$$I_{\Theta}^{s} = I \frac{v_0}{(4\pi r)^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \frac{(n^2-1)^2(n^2+2)^2}{9} \cdot \frac{(V_0-\beta)^2}{N_0 \; V_0} \sin^2\theta \qquad (6-21)$$

ونستنتج من ذلك . أنه عند تبعثر الضوء جزيئياً ، تكون شدة الضوء المتبعثر متناسبة عكساً مع (λ^4) .

وبالتالى يتبعثر الضوء في مجـــال الأمواج القصيرة مرات عديدة أشد من تبعثره في مجال الأمواج الطويلة . وهكذا تكون الأشعة المتبعثرة غلابـة في الاطوال الموجيـــة الزرقاء والبنفسجية حين حدوث تبعثر جزيئي (بواسطة الجزيئات) ، مما يفسر زرقة السماء .

ومن ناحية أخرى ، تكون الأشعة الضوئية الصادرة عن الشمس ، والتي تجتاز سماكة معينة من الطبقة الجوية حتى الارض مختلطة مع أشعة زرقـاء ـ بنفـجية . وعندئذ تبدو ذات لون أحمر ـ برتقالي ، نشاهدها عنـد شروق الشمس وغروبها والمعروفة بـ (الشفق والغسق) .

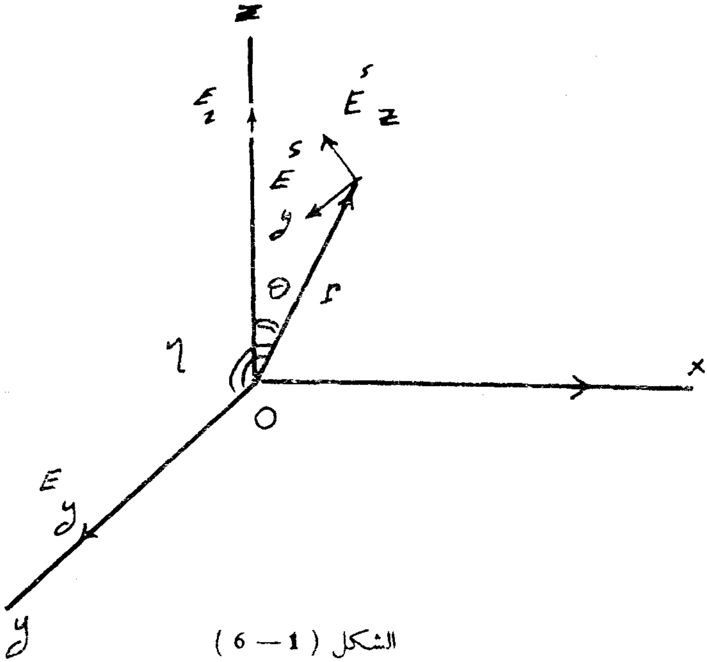
ونستنتج من (21—6) كذلك أن شدة الضوء المتبعثر تتناسب طرداً مع عنصر الحجم المبعثر v_0 .

ولا يفوتنا أن نشير الى أن أول من قام بداسة التبعثر نظرياً كان العالم ريليه (Relé) . ولذلك تدعى نظريته تلك (تبعثر ريليه) .

3 — 6 استقطاب الضوء المتبعثر :

كنا قد عالجنا في الفقرة السابقة تبعثر الضوء ، مفترضين أنـــه ضوء مستقطب خطياً .

ويمكن تصور الضوء الطبيعي مكوناً من مركبتين مستقطبتين خطيـاً ومتعامدتين . فإذا انتشرت الموجة الضوئية الواردة وفق المحور x مثلاً ، فان شعاعها الكهربائي يعطى بمركبتين على المحورين y و z ، أي E_y و E_z . وعندئذ يتكون الضوء المتبعثر من مركبتين ـ أولاهما ذات اهتزاز للشعاع الكهربائي في المستوي ($\vec{r}$ و $\vec{E_y}$) ، والثانية في المستوي ($\vec{r}$ و $\vec{E_z}$) كما في الشكل (1 — 6) ، وتكون الشدة الكلية للضوء المتبعثر مساوية :



الشكل (1 — 6)

$$I^s = I_y^s + I_z^s \qquad (6-22)$$

وإذا عوضنا عن جميع المضاريب ماعدا I و $\sin^2\theta$ في العلاقـة (21 — 6) من الفقرة السابقة ، ورمزنا لها بالرمز A فان العلاقـــة (22 — 6) تكتب

على الشكل :

$$I^{s}_{\theta,\eta} = I\,A\,[\,\sin^2\theta + \sin^2\eta\,] \qquad (6-23)$$

حيث :

θ : الزاوية بين $(\vec{E}_z , \vec{r})$

η : الزاوية بين $(\vec{E}_y , \vec{r})$

وحيث :

$$\sin(\vec{E}_y , \vec{r}) = \sin(\vec{y} , \vec{r})$$

$$\sin(\vec{E}_z , \vec{r}) = \sin(\vec{z} , \vec{r})$$

وكذلك :

$$\cos^2(\vec{x} , \vec{r}) + \cos^2(\vec{y} , \vec{r}) + \cos^2(\vec{z} , \vec{r}) = 1$$

$$\sin^2\theta = 1 - \cos^2\theta \;,\; \sin^2\eta = 1 - \cos^2\eta$$

وحيث $\vec{K} \parallel \vec{X}$

$$\sin^2\theta + \sin^2\eta = 1 + \cos^2(\vec{x} , \vec{r}) = 1 + \cos^2(\vec{k} , \vec{r})$$

وعندئذ تكون شدة الضوء المتبعثر وفق المنحى $\vec{r}$ مساوية :

$$I^{s} = I\,A\left[\,1 + \cos^2(\vec{k} , \vec{r})\,\right] \qquad (6-24)$$

حيث $I^s = I^s_{\Theta,\eta}$

ونجد وفق (23—6) أنــه في الحالة العامة عندما تكون $\vec{r}$ ذات مناحي مختلفة ، لاتكون شدات المركبات المختلفة للضوء المتبعثر المستقطب مساوية بعضها بعضاً . أي أن الضوء المتبعثر مستقطب جزئياً . وإذا جرت المراقبة عمودياً على منحى الموجة الواردة ، مثلاً على طول المحور y ، فإن المركبة : $I\,A\,\sin^2\eta = 0$ وتبقى فقط المركبة $IA\sin^2\theta$ (في هذه الحالة $\theta = \frac{\pi}{2}$ ، وبالتالي تكون شدة الضوء المستقطب مساوية IA) .

وعندئذ يكون الضوء المتبعثر مستقطباً كلياً ، أي أن الضوء المتبعثر يكون وفق المنحى العمودي على منحى انتشار الضوء الوارد ، مستقطباً كليــاً او كما يسمى تاماً .

والجدير بالذكر ، هو أن الدراسة السابقة صحيحة من أجل وسط متماثــل المناحي كهربائياً ، مكون من جزيئات ذات استقطـــابية واحدة في جميــع المناحي ، وعلى العكس من ذلك لايلاحظ الاستقطاب التام في المنحى العمودي على منحى انتشار الضوء الوارد .

الفصل السابع

المضخمات والمولدات الكمومية

« Laser »

1 – 7 توطئة :

كان إينشتاين قد تنبأ نظريـاً عام 1917 بظاهرة الاشعاع المحرض . ولم يعر العلماء اهتمامهم الى ذلك التنبؤ ، إلا أواسط الأربعينات من القرن الحـالي ، حــين دعت الحاجة الملحة أواخر الحرب العالمية الثانية إلى تحديث وسائل الاتصال والتوجيه العسكرية المختلفة لرفع كفاءتها ، وحساسيتها . وقـد أدت الأبحاث المكثفة في هذا المجال ، اعتماداً على الدراسات النظرية ، إلى توليد وتضخيم الأمواج الكهرطيسية ذات الأطوال الموجية من مرتبة الـ Cm ؛ فحققت التقنية العسكرية بذلك قفزة نوعية هائلة في مجال الاتصال ، والتوجيه ، والاستخبارات وصممت أجهزة خاصة لتلك الأغراض ، تعمل على المـازر (Maser) وهي كلمة مؤلفة من الأحرف الأولى لجملة انكليزية :

«Microwave Amplification by the Stimulated Emission of Radiation .»

وهي تعني : « تضخيم الأمواج القصيرة بواسطة الاصدار المحرض للإشعاع » .
وقد اعتمدت هذه الطريقة على الوسط الجزيئي من غاز الامونياك .

وتوالت الأبحاث في هذا الميدان بدأب واهتمام كبيرين على المستوى العالمي حتى أواخر الخمسينات ، حيث أمكن توليد وتضخيم الأمواج الكهرطيسية في المجال الضوئي ، ودعيت هذه الآلية بالليزر «Laser» وهي كسابقتها كلمة مكونة من الاحرف الأولى لجملة انكليزية :

« Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation .»

وتعني : « تضخيم الضوء بواسطة الإصدار المحرض للإشعاع » :

ومن أجل فهم أسس عمل الليزر لابد من العودة إلى بعض القوانين النظرية في ميكانيك الكم ، أو في علم الاطياف .

2 — 7 نظرية شدة الخطوط الطيفية :

لقد صاغ اينشتاين هذه النظرية اعتماداً على قوانين الضوء الكمومية ، حتى قبل ظهور ميكانيك الكم نفسه كعلم متكامل بحد ذاته .

لننظر مثلاً في غاز يحوي N ذرة في واحدة الحجم ، ونفترض أن N_i و N_k ، والتي مجموعها يساوي N ، مشارة إلى سويات طاقاتها W_i و W_k على التوالي و $W_i > W_k$.

ولتكن الذرات واقعة تحت تـــأثير حقل اشعاع كهرطيسي لجسم أسود مطلق . فتمتص الذرات ذوات الطاقة W_k الفوتونات $h\nu_{ik}$ لتنتقل الى السوية W_i ، حيث تتسم تلك الانتقالات بظاهرة الامتصاص . ولا تلبث أن تعود الذرات المثارة أدراجها إلى السوية W_k مصدرة فوتونات طاقاتها $h\nu_{ik}$. غير أن هذا الإصدار يمكن أن يتم على مرحلتين : الأولى : تتميز بالانتقــال من جراء تأثير الحقل الكهرطيسي (ظاهرة الإشعاع المحرض) . بينما تتميز الثانية بالانتقال المستقل عن تـأثير أو وجود حقل خارجي (ظـــاهرة الإشعاع التلقائي) .

وتتميز الذرات المثارة بعلاقة توازن حرج ، حيث يكون عدد الانتقالات $k \to i$ و $i \to k$ خلال زمن مقداره dt في واحدة الحجم واحداً .

ويمكننا كتابة شرط التوازن الحرج على النحو الآتي :

$$dN_{ik} = dN_{ki}$$

حيث :

$$dN_{ki} = B_{ki}\,\rho N_k\,dt \quad ,$$

$$dN_{ik} = (A_{ik} + B_{ik}\,\rho)\,N_i\,dt \quad ; \qquad (7-1)$$

ومنه نجد أن :

$$B_{ki}\,\rho N_k = (A_{ki} + B_{ik}\,\rho)\,N_i \quad .$$

وتدعى المعاملات A_{ik} ، B_{ik} ، B_{ki} معاملات اينشتاين للإشعاع التلقائي و

الحرض ، والامتصاص على التوالي .

بينما ρ : تابع بلانك الذي يمثل كثافة اشعاع الجسم الأسود المطلق :

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3(e^{h\nu/kT}-1)} \qquad (7-2)$$

حيث :

ν : تواتر الإشعاع

c : سرعة الضوء في الخلاء

k : ثابتة بولتزمان

T : درجة الحرارة المطلقة .

h : ثابتة بلانك .

ونجد من (1 – 7) أن :

$$\rho = \frac{A_{ik} N_i}{B_{ki} N_k - B_{ik} N_i} = \frac{A_{ik}}{B_{ki}\frac{N_k}{N_i} - B_{ik}} \qquad (7-3)$$

وتدعى الأعداد N_k ، N_i إسكانية السويات ، وترتبط بعلاقة بولتزمان على النحو التالي :

$$\frac{N_k}{N_i} = \frac{g_k}{g_i} e^{\frac{W_i - W_k}{kT}} = \frac{g_k}{g_i} e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}} \qquad (7-4)$$

وتدعى العوامل g_k ، g_i الأوزان الإحصائية (وهذه التسمية مجازية ذات مدلول إحصائي ناتج عن عدد الاحتمالات المكننة لانشطار السوية الطاقية) .

واذا عوضنا (4–7) في (3 — 7) وجدنا :

$$\rho = \frac{A_{ik}}{B_{ki}\frac{g_k}{g_i}e^{h\nu_{ik}/kT} - B_{ik}} \qquad (7-5)$$

واذا كانت $T \to \infty$ فإن $\rho \to \infty$ وذلك وفق العلاقة (2 — 7) . وعندئـذ ينتهي مخرج الكسر في العلاقة الاخيرة الى الصفر . وبما أن :

$$\lim_{T \to \infty} \frac{h\nu_{ik}}{kT} = 0$$

فإننا نحصل على :

$$\frac{B_{ki}}{B_{ik}} = \frac{g_i}{g_k} \qquad (7-6)$$

ومن أجل التواترات المنخفضة التي تحقق المتراجحة $h\nu \ll kT$ تؤول علاقة بلانك (2 — 7) إلى العلاقة الخاصة بنظرية الإشعاع التقليدية لـ ريليه ـ جينز :

$$\lim_{h\nu \ll kT} \rho = \frac{8\pi\nu^2 kT}{C^3} \qquad (7-7)$$

[وذلك بنشر $e^{h\nu/hT}$ في العلاقة (2 — 7)] .

وهكذا نجد من (5 — 7) و (6 — 7) و (7 — 7) بعد نشر $e^{h\nu/kT}$:

الذي يساوي :

$$e^{h\nu/kT} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \ldots$$

أن ؛

$$A_{ik} = \frac{8\pi h \nu^3_{ik}}{C^3} B_{ik} \qquad (7-8)$$

حيث أخذنا : $\nu = \nu_{ik}$ ، أي أننا اخترنا من كامل الطيف الإشعاعي المستمر للجسم الاسود المطلق تواتر فوتون ضوء صادر عن الذرة أو ممتص من قبلها .

وتمثل (6-7) و (8 — 7) معادلتين تحويان ثلاثة من معاملات إينشتاين . ويمكن الحصول على المعادلة الثالثة فقط بواسطة نظرية ديراك الكمومية في التأثير المتبادل بين الذرة ومتجهة الحقل الكهربائي لإشعاع الجسم الاسود المطلق . التي تعطينا قيمة B_{ki} على النحو التالي :

$$B_{ki} = \frac{8\pi^3 e^2}{3 h^2} | r_{ik} |^2 \qquad (7-9)$$

حيث $|r_{ik}|$: عنصر مصفوفي . (الحساب التفصيلي موجود في منهاج دبلوم الدراسات العليا للمؤلف) . ويمكن أن تتحقق الانتقالات التلقائية فقط في ذرة حرة وفق قواعد الاصطفاء التالية :

$$\sum_i \Delta l_i = \text{عدداً فردياً}$$

$$\Delta L = \pm 1,0 \quad , \quad \Delta s = 0 \quad , \quad \Delta_j = \pm 1,0 \qquad (7-10)$$

ويكون عدد الذرات في واحدة الحجم والتي تحقق خلال الزمن dt انتقالاً

إشعاعياً ν_{ik} مساوياً :

$$dN_{ik} = -A_{ik} N_i \ dt \qquad (7-11)$$

ويمكن مكاملة المعادلة الاخيرة لسهولة لنحصل على :

$$N_i = N_{io} \ e^{-A_{ik} t} \qquad (7-12)$$

حيث N_{io} : عدد الذرات المثارة إلى السوية الطافية W_i في اللحظـــة $t = 0$.

وبالتالي يكون وسطي عمر الذرة (زمن بقائها) في السوية المثـارة W_i مساوياً وفق مبادىء الفيزياء الإحصائية في حساب القيمة الوسطية :

$$\tau_i = \frac{1}{N_{io}} \int_{t=0}^{t=\infty} t \, d N_i = -A_{ik} \int_{t=0}^{t=\infty} e^{-A_{ik} \cdot t} . t \, d t$$

$$= \frac{1}{A_{ik}} \qquad (7-13)$$

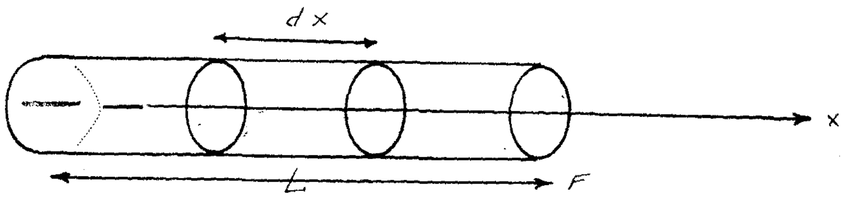
وتكتسب العلاقة $\tau = \frac{1}{A_{ik}}$ أهمية قصوى ، حيث ترينا أن معامل إينشتاين A_{ik} يساوي مقلوب زمن بقاء الذرة في السوية الطاقية المثارة . وبصورة خاصة عندما يكون $A_{ik} = 0$.

فإن $\tau = \infty$.

- نظرية اجتياز الضوء للأوساط المادية .

7-3 معامل الامتصاص السلبي :

لنتصور انبوباً اسطوانياً طوله L ومساحة مقطعه F مليئاً بمادة مـا كما في الشكل (1 — 7) .



الشكل (1—7)

ولتنتشر من اليسار إلى اليمين موجة كهرطيسية وحيدة اللون تواترهـا ν وفق المحور x . ولنقتطع شريحة من الأنبوب الوهمي موازية لمقطعـه بسماكة مقدارها dx . يرد وجه الشريحة الأيسر تدفق ضوئي مقداره :

$$\Phi = S . F \qquad (7 - 14)$$

حيث S : شعاع بوينتنغ (كمية الطاقـة الإشعاعية الموجهة الواردة الى واحدة المساحة في واحدة الزمن) .

ويصبح التدفق الضوئي عند الوجه الثاني للشريحة نتيجة للامتصاص مساوياً $\Phi + d\Phi$ حيث :

$$d\,\Phi = d\,(S . F) = F . dS$$

وكذلك :

$$d\,\Phi \sim F\,,\; d\,\Phi \sim S\,,\; d\Phi \sim dx$$

وهذا التناسب لـ $d\Phi$ ذو إشارة سالبة مميزة للامتصاص وثابتة K ، أي :

$$d\Phi = d\,(\,S\,.\,F\,) = -\,k\,S\,F\,dx = -\,k\,\Phi\,dx \qquad (7-15)$$

ونلاحظ مما سبق أن :

$$K = -\,\frac{d\Phi}{\Phi dx} = -\,\frac{dS}{Sdx} \qquad (7-16)$$

وتدعى K : معامل الامتصاص .

واذا كاملنا (16-7) على كامل طول الانبوب L وجدنا :

$$S\,(L) = S\,(o)\,e^{-KL} \qquad (7-17)$$

وتدعى هذه المعادلة قانون بوهر .

لنرمز لكمية الطاقة الممتصة في واحدة الحجم خلال واحدة الزمن بالرمز P ؛ عندئذ يمكن أن نكتب :

$$P = \frac{dS}{dx}$$

$$d\,\Phi = F\,.\,d\,S = -\,P\,F\,dx \qquad (7-18)$$

علماً أن :

$$S = \frac{c}{4\pi} E H = \frac{c}{n} w \qquad (7-19)$$

حيث :

n : قرينة انكسار المادة (الوسط) .

c : سرعة الضوء في الخلاء .

وكذلك :

$$W = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} \qquad (7-20)$$

حيث ε : نفوذية العزل الكهربائي .

ونجد من (16—7) , (18—7) , (19—7) أن :

$$K = \frac{P n}{c W} \qquad (7-21)$$

ومن أجل حساب P نستخدم العلاقات (1 — 7) من الفقرة السابقة ، فنلاحظ أن P تساوي الزيادة في الامتصاص عن الاصدار التحريضي أي أن :

$$P = (B_{ki} N_k - B_{ik} N_i) \rho_{ik} h\nu_{ik} \qquad (7-22)$$

وتنتمي العلاقة الاخيرة الى الحالة التي يحدث عندهـا امتصاص الضوء ، بانتقال الذرات من المستوي الطاقي W_k إلى المستوي W_i حيث $W_i > W_k$.

وتجدر الإشارة إلى أن ρ_{ik} تمثل قيمة تابع بلانك (كثافة إشعاع الجسم الأسود المطلق في المجال $\nu \to \nu + d\nu$) .

$$\rho\ (\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{dw}{d\nu} \qquad (7-23)$$

وذلك من أجل $\nu = \nu_{ik}$.

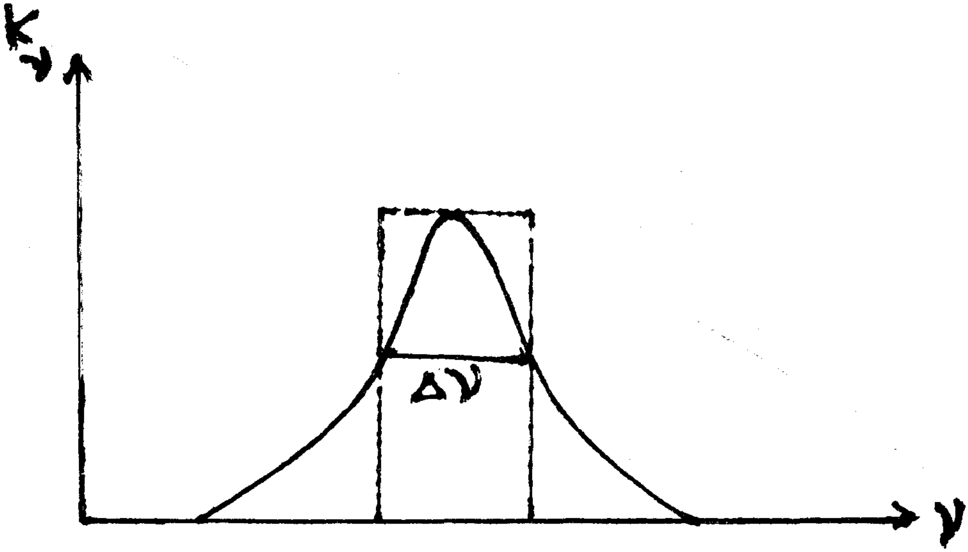
وعلينا الآن أن نأخذ بعين الاعتبار أن كل خط طيفي امتصاصي يملك عرضاً محدداً ، أي يملك عدداً من التواترات .

وهناك أسباب مختلفة تؤدي إلى زيادة في عرض الخط الطيفي الامتصاصي، وكذلك الامر بالنسبة للخط الطيفي الإصداري .

من هذه الاسباب ما نجده وفق ميكانيك الكم ، من أن طاقة السوية وزمن المكوث في هذه السوية تتوافق مع علاقة الريبة لهيزنبرغ .

$$\Delta w \cdot \Delta \tau \simeq h$$

وبما أن $\Delta\tau$ محددة ، فإن الانتقال بين سويتين طاقيتين يوافق مجالاً من التواترات $\Delta\nu$. ويؤخذ توزع الشدة داخل هذا المجال الشكل (2—7) .



الشكل (2 — 7)

ولنستعيض في (7-22) و (7-23) عن التابع ρ بالقيمة العظمى ρ_{ik} ؛ عندئذ يكون :

$$W = \int_{\Delta\nu} \rho(\nu)\, d\nu = \rho_{ik}\, \Delta\nu \qquad (7\text{-}24)$$

ولنضع الآن (7-24) وقيمة P من (7—22) في (7—21) فنجد :

$$K = k_{max} = \frac{(B_{ki} N_k - B_{ik} N_i)\, h\nu_{ik}\, n}{C\, \Delta\nu}$$

وبأخذ (7—22) بعين الاعتبار نجد من الاخيرة ان .

$$K = k\, \Delta\nu = \int_{\Delta\nu} k\,(\nu) d\nu = \frac{B_{ki}\, h\nu_{ik}}{C} \left(N_k - \frac{g_k}{g_i} N_i \right) n \qquad (7\text{—}25)$$

ويدعى التكامل الأخير معامل الامتصاص التكاملي . ويختلف عن K في العلاقة (7-16) بواحدة قياسه ؛ حيث واحدة $k(\nu)$ هي Cm^{-1} ، بينما واحدة K هي $Cm^{-1} . Sec.^{-1}$. ومن اجل حالات التوازن الترموديناميي نأخذ (7—17) بعين الاعتبار فنجد أن معامل الامتصاص التكاملي يصبح :

$$K = \frac{B_{ki}\, h\nu_{ik}\, N_k \,.\, n}{C} \left(1 - e^{-h\nu_{ik}/kT}\right) > 0$$

أي أنه موجب دوماً .

واذا اختل التوازن الترموديناميي بشكل أو بآخر أي :

$$\frac{N_k}{N_i} \ll \frac{g_k}{g_i} \qquad (7-26)$$

فإن كلا من K و k تصبح سالبة . كما أننا نستنتج من (17-7) أن اجتياز الضوء للوسط يسبب تقوية (تضخيماً) وليس إضعافاً له (كون k سالبة) . وفي هذه النقطة بالذات يكمن مبدأ عمل المضخم الجزيئي الضوئي. أي أنه بعد اجتياز الضوء الوارد الى الشريحة المذكورة آنفاً بمعامل امتصاص سلبي ، يضيق الخط الطيفي (يقل عرضه) . أما من أجل معامل امتصاص، إيجابي فيأخذ الخط الطيفي بالاتساع ، (يزاد عرضه) . فلو كان الوجه الأمامي والوجه الخلفي للشريحة (حيث $k < 0$) عاكسين ؛ فمن أجل انعكاسات عديدة للشعاع بين الوجهين نحصل على درجة عالية من وحدة اللون (أي من أجل حد ادنى ممكن لعرض الخط الطيفي) .

ونجد من (26-7) و (17-7) أنه في وسط ذي معامل امتصاص سلبي يؤخذ بعين الاعتبار وجود نمط جديد في توزع الذرات على السويات الطاقية ، تختلف عن التوزع التوازني المعين بواسطة دعوى بولتزمان .

ويمكن أن يبقى تابع التوزع (17-7) صحيحاً حتى في الحالة التي من أجلها يتوضع على السوية الأعلى عدد من الذرات اكثر من السوية الأدنى . غير أنه في هذه الحالة يجب اعتبار درجة الحرارة سالبة . وفي حقيقة الأمر :

$$T = - \frac{w_2 - w_1}{K \ln \frac{g_1}{g_2} \frac{N_2}{N_1}} \qquad (7-27)$$

ومن اجل $w_2 > w_1$ ، $k = 1$ ، $i = 2$ وبأخذ (7-26) بعين الاعتبار

تكون T سالبة .

وعلى وجه الخصوص ، لو كانت كل الجزيئات أو الذرات واقعة على السوية الأعلى أي $N_2 = N$ ، $N_1 = 0$ فإن $T = -0^0 k$. ولو كانت كل الجزيئات أو الذرات واقعة على السوية الادنى اي $N_1 = N$ ، $N_2 = 0$ فان $T = +0^0 k$.

ومن أجل :

$$g_1 = g_2 \text{ و } ، \quad N_1 = N_2 = \frac{N}{2}$$

نحصل على $T = \pm \infty$.

كما نلاحظ من (27—7) أن إسكانيـــة السوية الأعلى تتفوق على إسكانية السوية الأدنى من أجل درجة حرارة سالبة عندمـا يكون $g_1 = g_2 = 1$.

أي أنه عند اجتياز الضوء بتواتر $\nu_{21} = \frac{W_2 - W_1}{h}$ وسطاً مادياً ما ، فان عدد الذرات التي تنتقل تحريضياً من الأعلى إلى الأدنى (أي مـع إشعاع) يصبح أكبر من عدد الذرات التي تنتقل من أدنى إلى أعلى (أي مع امتصاص) . وهكذا يضاف الى الحزمة الضوئية المتجولة بين الوجهين العاكسين ضوء متولد من الذرات المنتقلة بين السويات ، وبالتالي تتضخم الحزمة الضوئية . ويدعى توزع الذرات في هذه الحالة على السويات الطاقية بالتوزع المعكوس .

إذاً لجعل الوسط المادي ذا معامل امتصاص سلبي (أي جعل الضوء يتضخم في ذلك الوسط ، لابـــد من الوصول الى حالة توزع معكوس أو (الحصول على حالة الحرارة المطلقة السالبة) .

وهناك وسائل عديدة للحصول على تلك الحالة .

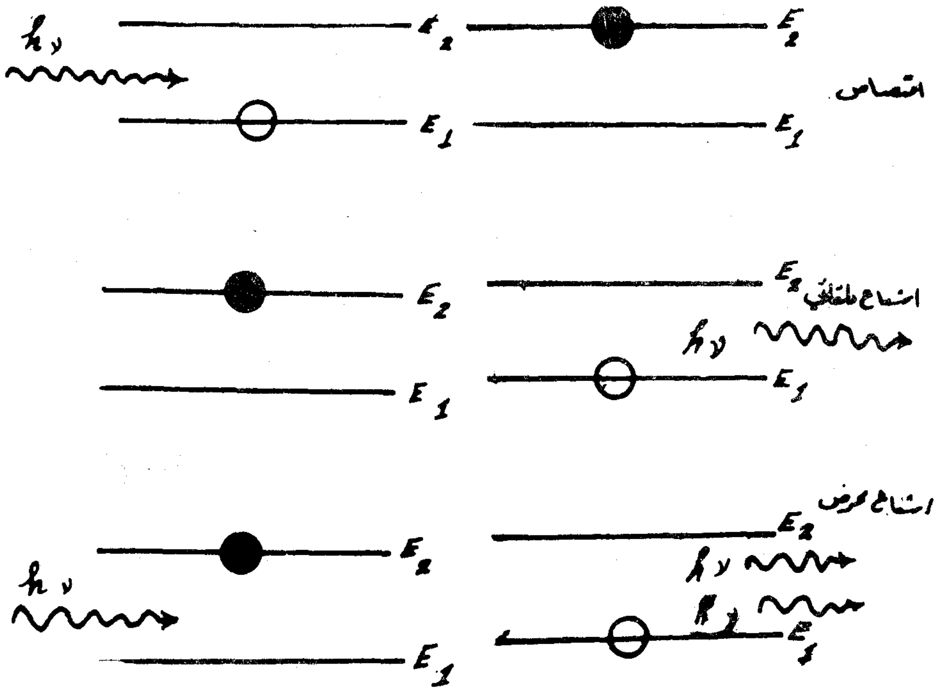
1 – عن طريق امتصاص طاقة كهرطيسية .

2 – عن طريق تصادم الذرات أو الجزيئات أو الايونات بعضها ببعض .

3 – عن طريق تطبيق فرق في الكمون عال جداً (حالة التصادم بين الذرات أو الجزيئات بالإلكترونات) .

وكنا قد أشرنا في فصل سابق الى خصائص الضوء الصادر عن المنابع التقليدية (مختلف في طول الموجة ، السعة ، الطور) أي أنه ذو طبيعة عشوائية غير مترابطة ولا وحيد اللون ، بينما الامر عكس ذلك في المنابع الليزرية ، حيث تشع أمواجاً متفقة في طول موجتها ومنحاها وسعتها وطورها .

ويمثل الشكل (3–7)توضيحاً تخطيطياً لآليات الامتصاص والإشعاع التلقائي ، والمحرض .



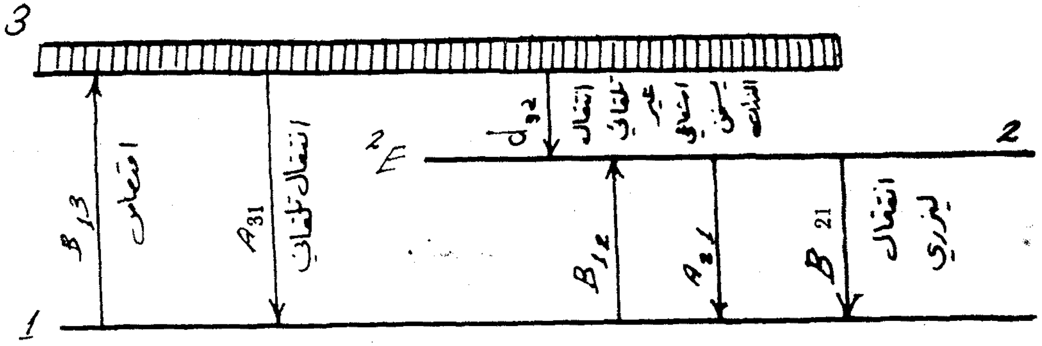
الشكل (3 – 7)

ولا يمكننا توليد إشعاع محرض بصورة عامة (عدا حالات خاصة مختلفة في طريقة الضخ) من جملة ذات سويتين ، لأن الإشعاع الضاخ يعمل على إجبار الإلكترونات المثارة إلى السوية الثانية أن تهبط إلى الأولى ، مما يؤدي في نهاية المطاف إلى العودة إلى وضع التوازن الترموديناميي ، أي عدم الحصول على حالة الانقلاب الإسكاني (inverted Population) . وتصلح الجمل ذات السويات الثلاث والأربع ... كأوساط فعالة لتوليد الإشعاع المحرض . ولكل منها طريقته الملائمة في الوصول الى حالة الانقلاب الإسكاني .

4 — 7 الليزر الياقوتي :

كان مولد الليزر الياقوتي (Rubi Laser) أول ليزر يستخدم الوسط الفعال من مادة صلبة . والياقوت الأحمر ؛ بلورة من $Al^2 o^3$ مشبعة بشوارد الكروم الثلاثية Cr^{+++} بتركيز معين . وتلعب الأخيرة دور الجملة ذات السويات الثلاث ، وهي ذات نطاق واسع تسمح لعدد كبير من التواترات أن تلعب دور الضوء الضاخ . ومن أجل الوصول الى حالة التوزع الإسكاني المعكوس في شوارد الكروم ، تستخدم طريقة الضخ الضوئي بواسطة مصباح انفراغي من غاز الكسينون ذي استطاعة عالية . ويبين الشكل (4 – 7) مخطط السويات الطاقية في شاردة الكروم واحتمالات الانتقال بينها .

وفي حالة التوليد الليزري النبضي من الياقوت الأحمر ، يصنع الجهاز كما هو واضح من المخطط في الشكل (5—7) ، حيث يستقر قضيب الياقوت الذي يتراوح طوله بين 10 Cm و 20 Cm ومساحة مقطعه نحو 1,5 Cm بين مرآتين مستويتين متوازيتين ، احداهما عاكسة كلياً والاخرى جزئيـاً .



الشكل (4 – 7)

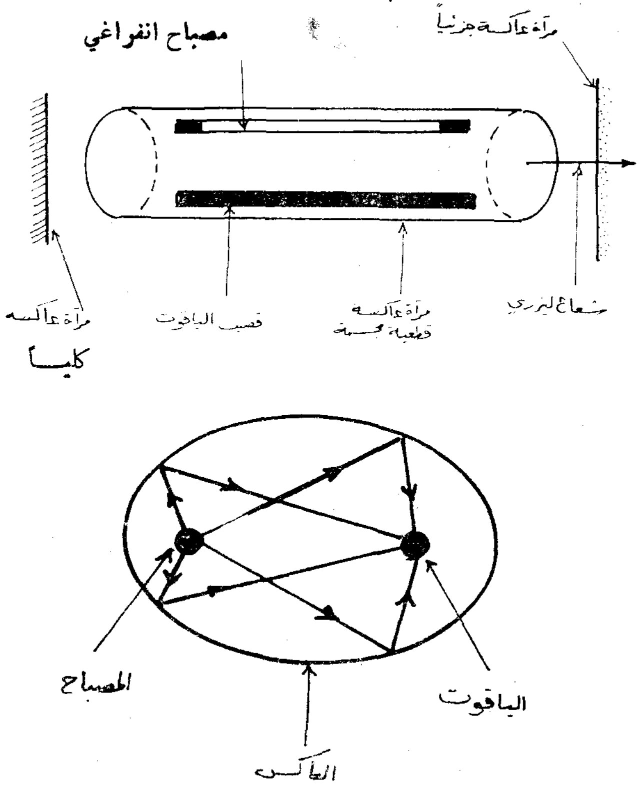
وللاستفادة القصوى من ضوء مصباح الضخ يجعل الياقوت في أحـــد محرقي مجسم القطع الإهليلجي ، الذي يشكل مرآة عاكسة قطعية مجسمة ، بينما يجعل المصباح الانفراغي في المحرق الآخر . ويصدر الإشعاع الليزري على شكــل نبضة (في الحالة العادية) ذات استطاعة من مرتبة 1 kwatt تدوم فـــترة زمنية مقدارها 7×10^{-4} sec ، وطول موجتها 6943 A^0 . في الوقت الذي يستمر فيه وميض المصباح الانفراغي زمناً قدره 1 m Sec. (10^{-3} Sec.) .

ويرينا الشكل (6—7) توزع الشدة مع الزمن للنبضة الليزرية والوميض الضاخ .

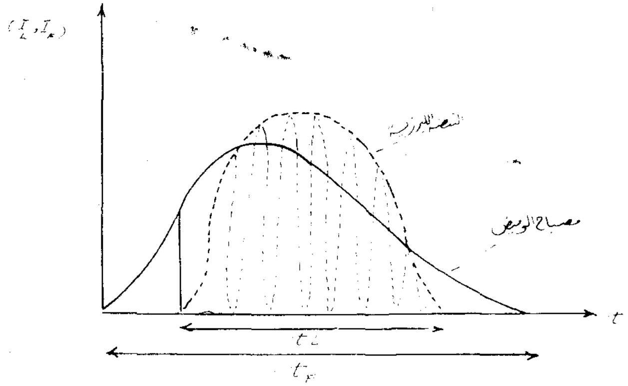
ويمكن الوصول الى توليد نبضة عملاقة عن طريق تقنية خـــاصة يمكن شرحها بإيجاز كما يلي :

7–5 تقنية النبضة العملاقة :

لابد في بداية الأمر من العودة قليلاً الى حالة النبضة العادية . فكما هو واضح من الشكل (6 — 7) ، حيث تم تسجيل النبضة الخارجة بواسطة خلية كهرضوئية موصولة الى راسم اهتزاز مهبطي ، وهي تتألف من عـــدة ذرى



الشكل (5 – 7)



الشكل (6 – 7)

(نتوءات) . وسبب ذلك ، هو أن الضوء الضاخ يدوم فترة زمنية مقدارها

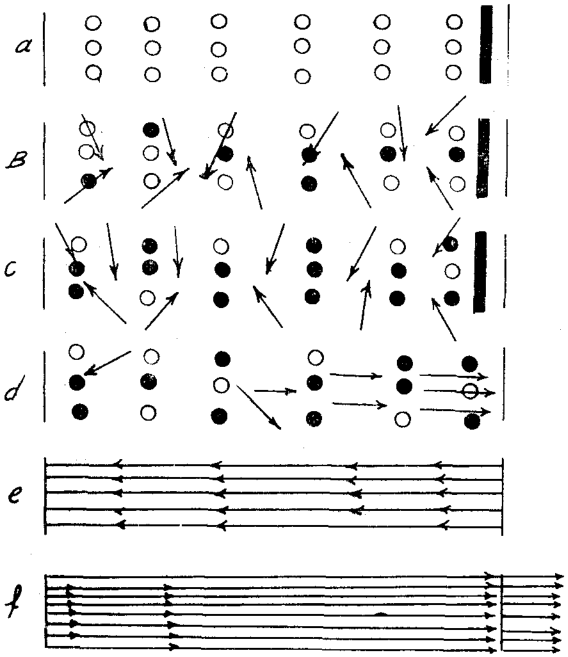
بضع أجزاء من الميلي ثانية . فإذا كانت شدته كافية للوصول الى حالة الانقلاب الاسكاني ، فإن جهاز الليزر يشرع بالتوليد . ويحدث من جراء ذلك أن تعود ذرات الكروم المثارة من السوية الثانية الى السوية الأولى بسرعة أكبر من انتقالها من السوية الأولى الى الثانية . وهكذا تنتهي حالة التوزع الاسكاني المعكوس (الانقلاب الإسكاني) ، ويتوقف الليزر عن العمل مؤقتاً . الا أن وميض الضوء الضاخ مازال مستمراً ؛ ويتحقق الانقلاب الاسكاني مرة أخرى ، وثالثة ورابعة وهكذا دواليك ... يؤدي الى نشوء النتوءات المذكورة . وعندما يضعف الوميض الضاخ يتوقف عمل الليزر تماماً .

فإذا استطعنا بوسيلة ما أن نجعل ذرات الكروم المثارة تمكث في السوية الثانية حتى ينطفىء الوميض ، أو بعبارة أخرى أن يكون زمن استمرار النبضة الليزرية أصغر مايمكن ، مما يؤدي بطبيعة الحال الى تزايد الاستطاعة على حساب قصر الزمن ، فإننا نكون قد بلغنا درجة كبيرة من درجات الانقلاب الإسكاني. فإذا شرع الليزر بالعمل ، فإن الطاقة المتولدة الخارجة تتركز في نبضة واحدة عملاقة ، تدوم زمناً قصيراً جداً .

وتنحصر تقنية توليد النبضة العملاقة تاريخياً في الإستفادة من الدور الذي تلعبه جودة المجاوب (مداخل فابري - بيرو المفتوح) ، في الحصول على الانقلاب الإسكاني . ويبين الشكل (7 - 7) مخططاً من أجل هذا الهدف ، حيث يحشر مزلاج (حاجز) بين قضيب الياقوت والمرآة العاكسة جزئياً في المجاوب . ولا يسمح المزلاج للضوء المتحرض أن يصل من نهاية الياقوت حتى المرآة المذكورة أثناء عملية الضخ ، وبالتالي لايمكنه العودة ثانية الى الياقوت. ولا يمكن الحصول على ضوء ليزري في هذه الحالة ، رغم وجود عدد كبير

من شوارد الكروم مثارة الى السوية الثانية . ولا ينزع المزلاج إلا عندمـــا يبلغ الياقوت وضعاً تكون فيه درجة الانقلاب الإسكاني عالية جداً ، حيث تنطلق الطاقـــة المختزنة على شكل نبضة عملاقة تصل استطاعتها حتى 1 Mwatt (ميغاواط) ، وتدوم زمنا من مرتبة 10^{-8} Sec ، وزاوية تفرق حزمتهـا أقل من '3 (ثلاث دقائق) .

كما يبين الشكل المذكور مراحل الحصول على النبضة العملاقة .



الشكل (7 — 7)

وتشير الدوائر الصغيرة الفارغة في الوضع a الى الحالة الطاقيــة الطبيعية

لشوارد الكروم قبل الضخ . بينما يبين B و C عملية الضخ الضوئي ممثلة بالأسهم الثخينة ، مما يؤدي إلى إثارة الشوارد إلى السويات المناسبة ، وتمثل الدوائر المقلثة هذا الوضع .

ويشير d إلى عملية رفـع المزلاج ، وشروع الشوارد المثارة بالهبوط إلى السوية الدنيا ، مما يؤدي إلى ظهور فوتونات متحرضة وفق محور اليـاقوت ، ووفق مناح اخرى . ويشير الوضع e إلى تشكل قافلة من الفوتونات المترابطة وفق محور الياقوت نتيجة الانعكاسات المتعددة على سطحي المرآتين العاكستين قبل بلوغ مرحلة انهيار التوزع الإسكاني المعكوس (الانقلاب الإسكاني).

وفي النهاية يبين الشكل f حالة انهيار التوزع الإسكاني المعكوس والحصول على نبضة عملاقة .

هذا ويمكن لخلية كير ومقطب أن يلعبا دور المزلاج المذكور .

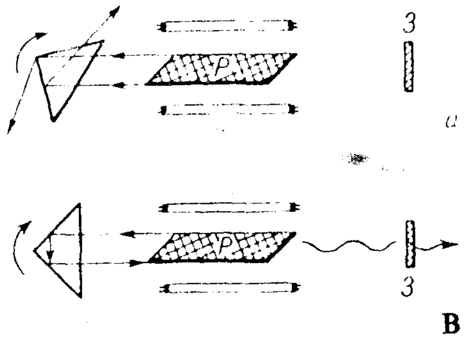
وقد تطورت تقنية التوليد المذكور ، حيث استخدمت موشوراً دواراً لهذا الغرض (زاوية الرأس فيه = 90°) يوضع مقابل أحد وجهي قضيب الياقوت المقطوع بزاوية تميل على محوره متممة زاوية بروستر ، بينما توضع مرآة مستوية عاكسة جزئياً مقابل الوجه الآخر .

ويدور الموشور حول محور عمودي على مستوي الشكل .

فعندما تكون قاعدته مائلة على محور الياقوت كما في الشكل (7 — 8 a) فإن الفوتونات المتحرضة لاتستطيع العودة ثانية الى البلورة . أما إذا أصبحت القاعدة عمودية على محور البلورة الشكل (7 - 8 b) ، فإن الفوتونات تستطيع العودة ثانية الى البلورة ، ويحدث انهيار التوزع الإسكاني المعكوس الذي تشكل

قبل بلوغ المرحلة الاخيرة للموشور ، وبالتالي تتولد نبضة عملاقة . هذا ويمكن التحكم بسرعة دوران الموشور بحيث تكون قاعـدته عمودية على محور البلورة عند انتهاء وميض الضوء الضاخ .

كما تجدر الإشارة إلى ان المسافة بين قاعدة الموشور والمرآة المستوية يجب أن تساوي عدداً فردياً من طول نصف الموجة الليزرية المتولدة ، كي تتشكل بينهما موجة مستقرة ، لاتلبث أن تتحول إلى موجة تقدمية عند خروجها من المرآة العاكسة جزئياً .

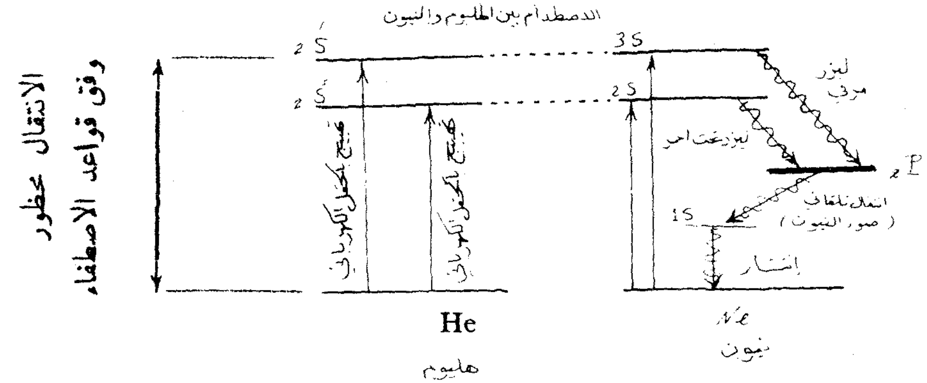


الشكل (8 — 7)

6 - 7 الليزر الغازي :

أما بالنسبة إلى الليزر المتولد من الجمل ذات السويات الأربع ، فأحسن دليل عليه ، هو مولد الليزر بواسطة خليط من الهليوم والنيون ، يستخدم تطبيق

فرق في الكمون عال جداً للوصول إلى حالة التوزع الإسكاني المعكوس . ويبين الشكل (9 – 7) مخططاً للسويات الطاقية في ذرات الهيليوم والنيون .



الشكل (9 – 7)

يوضع مزيج من الهليوم والنيون بضغطين : $P_{He} = 1mm$ زئبقي
$P_{Ne} = 0,1mm$ زئبقي

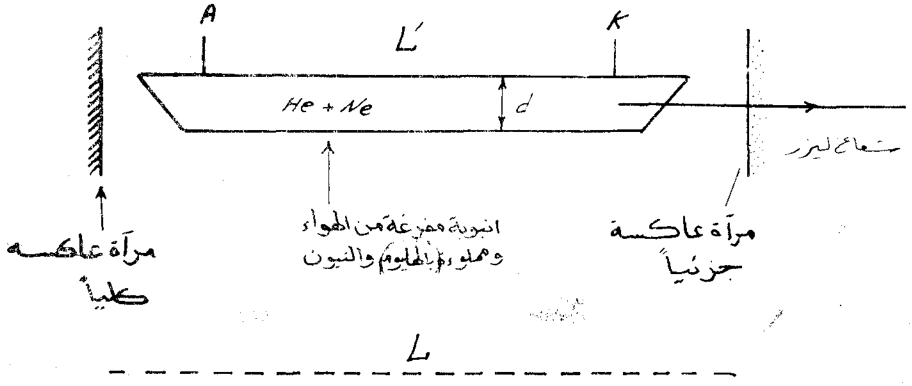
في أنبوبة زجاجية أسطوانية مقطوعة من طرفيها بزاوية بـــين مستوي المقطع المحكم الاغلاق (من الكوارتز مثلاً) ومحور الانبوبة تتمم زاوية بروستر .

ويمكن أن يكون طول الانبوبة مساويـاً $L' = 100$ Cm ، وقطرهـــا $d \simeq 1$ Cm . أما المسافة بين المرآتين العاكستين المستويتين $L = n \frac{\lambda_n}{2}$ ، حيث

n : عدد صحيح فردي .

وكما في مخطط الشكل (10 – 7) يطبق على المصعد كمون مقـــداره 2×10^4 Volt ، وهو كمون مستمر ، بينما يسخن المهبط بتيــار متناوب محول إلى كمون مقداره عدة فولتات ، (نحو 7 volt) .

وتجدر الإشارة إلى أن الانقلاب الإسكاني في النيون يتم برفع ذرات (وهي في هذه الحالة شوارد) الهليوم والنيون بواسطة اصطدام كل منها بالالكترونات المتواجدة في الانبوبة إلى سويات طاقية متقاربة ، ومن ثم تتفاعل الذرات المثارة من كلا النوعين فيما بينها (بطريقة التصادم غير المرن) ، فتجبر ذرات الهليوم نظيراتها ذرات النيون على الانتقال الى سويات أدنى ، ويحصل الإشعاع الليزري . ويمكن أن يكون مرئياً وغــــير مرئي ، وذلك مرتبط بشروط التجربة ، وبنسبة ضغطي المزيج . ويمكن ان يكون نظـام الإشعاع كذلك مستمراً ، او نبضياً ، ولكل منهما شروطه الخاصة .



الشكل (10 – 7)

ويمكن تعداد خصائص الأشعة الليزرية :

1) مترابطة زمانياً ومكانياً .

2) وحيدة اللون .

3) تفرقها الزاوي صغير جداً .

4) مستقطبة جزئياً بدرجة عالية .

5) ذات استطاعة عالية .

6) عالية التواتر .

ولكل من الميزات السابقة أهمية خاصة في الاستخدام التقني العلمي لأشعة الليزر .

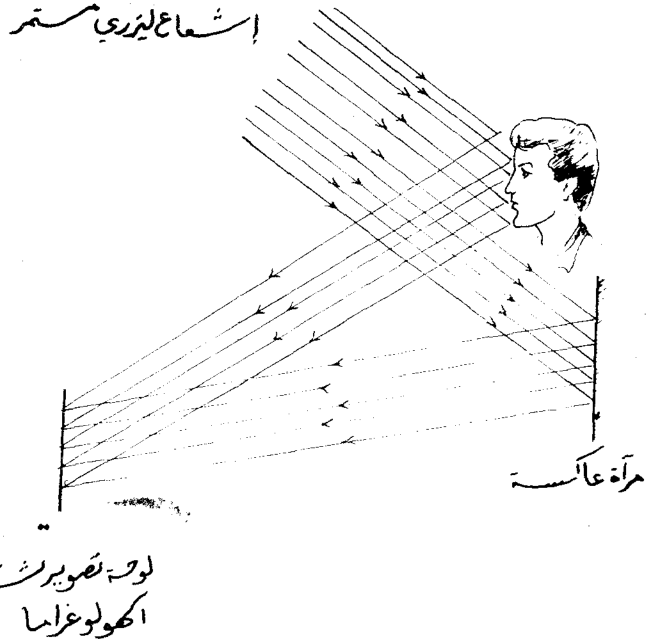
إن الانتشار الزاوي الانعراجي الصغير (التفرق الزاوي الصغير) ووحدة اللون والترابط المكاني ، من أهم الخصائص التي تلعب دوراً هاماً في تقنيات الاتصال والتوجيه . كما أن ميزات الترابط الزماني والمكاني عامل أساسي في استخدام الليزر للحصول على لوحة تداخلية ، إثر تداخل حزمتين ناتجتين عن الحزمة الليزرية الأساسية . فإذا أنيرت اللوحة بالموجة الليزرية نفسها التي صورت بها ، فإننا نستطيع رؤية الخيال الوهمي للصورة الاصلية بأبعادها الثلاثة .

وتدعى هذه الطريقة في التصوير « الهولوغرافيا » « Hollography » وهي مشتقة من كلمة يونانية حيث : Hollo تعني التام . وتدعى اللوحة التداخلية التي حصلنا عليها « الهولوغراما » « Hollogramme » . ويعتمد مبدأ الهولوغرافيا على تشكل لوحة تداخلية لكل نقطة من نقاط الجسم على شكل

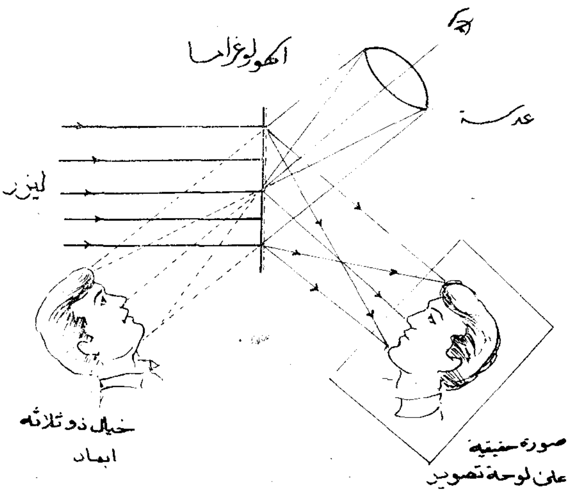
دوائر متحدة المركز (أهداب تداخل) . ويبين الشكل (11—7) مخططاً للحصول على الهولوغراما . كما ان الشكل (12—7) يوضح طريقـــة استعادة الصورة ، أي الحصول على خيال وهمي ذي ثلاثة أبعاد .

أما الشكل (13 — 7) فإنه يوضح بشكل أكثر تفصيلا وضعي عملية التصوير a واعادة الصورة B .

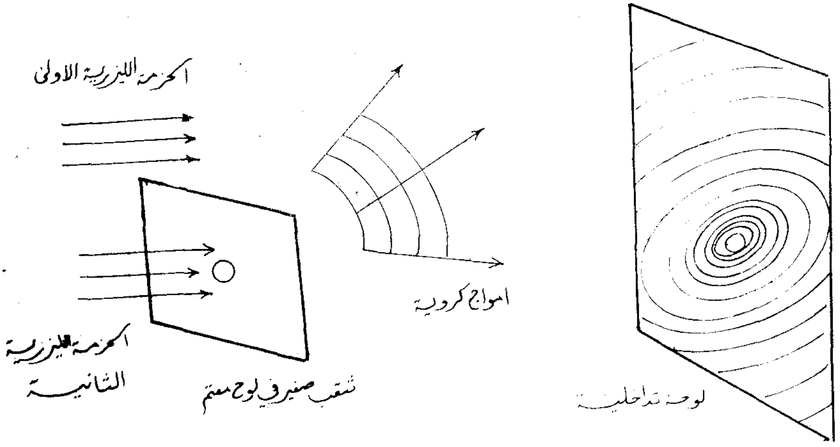
وأخيراً وليس آخراً ، من الأهمية بمكان الاشارة الى ان الدراسة المنهجية التفصيلية للمولدات والمضخمات الكمومية موجودة لدى طلاب الدراسات العليا للمؤلف نفسه .



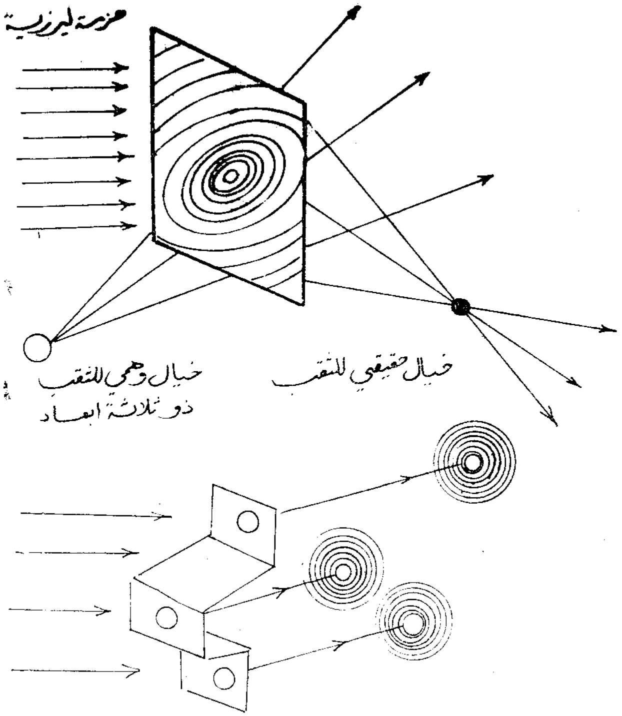
الشكل (11— 7)



الشكل (12 — 7)



الشكل (13a — 7)



الشكل (13b– 7)

مسائل نموذجية

1 ـ تعطى سرعة الطور للأمواج في وسط معين بالعلاقة ($v = c_1 + c_2 \lambda$) حيث c_1 ، و c_2 مقداران ثابتان ، عين سرعة المجموعة لهذه الامواج .

2 ـ ما مقدار التصحيح في طول الموجة التي يسجلها مستقبل ثابت يرصد متحركاً يبتعد عنه بسرعة **10 Km/s** اذا كان طول الموجة الصادرة عن المتحرك تساوي 7 Cm ؟ .

3 ـ تلاقت موجتان ($\lambda_1 = 6110\ A^0$, $\lambda_2 = 6542\ A^0$) تنتشران في اتجاهين متعاكسين :

آ ـ ماذا يحدث ؟

ب ـ بناء على نتيجة آ ، اذكر اسم النقاط التي يكون فيها طور الموجتين المتلاقيتين متعاكسين .

4 ـ اذا كان . $t - \frac{X}{V} = \text{cons t}$ اثناء عملية رصد اهتزازة ضوئية تبعاً للزمان والمكان ، فماذا تمثل المعادلة السابقة في الحالتين العامة والخاصة .

5 ـ برهن أن $w_E = w_m$ في أية موجة كهرطيسية .

6 ـ نرصد فوتونين ($\lambda_1 = 5420\ A^0$, $\lambda_2 = 6300\ A^0$) ؛ قارن بين كميتي حركتيها .

7 ـ نلاحظ أن البعد الهدبي يساوي (1 mm) في أهداب تساوي السماكة المتشكلة في إسفين زجاجي رقيق ، قرينة انكساره (1,52) باستخدام ضوء طول موجته ($5893\ A^0$) ؛ احسب قيمة زاوية الاسفين .

8 ـ إذا علمت أن البعد بين مرآتي مقياس فابري ـ بيرو يساوي (2 Cm) ، وأن معامل انعكاس الشدة يساوي (0,95) ، احسب أقل فرق في طول الموجة ، يمكن تحليله باستخدام ضوء طول موجته ($5000\ A^0$) .

9 ـ ماهي القيم الممكنة للبعد بين مرآتي مقياس فابري ـ بيرو التداخلي التي تعطي أهداباً بحيث تنطبق النهايات العظمى للأهداب الناشئة عن خط الصوديوم D_1 ، على النهايات الصغرى للأهداب الناشئة عن خط الصوديوم D_2 ؟

(طول موجة $D_1 = 5896\ A^0$ وطول موجة $D_2 = 5890\ A^0$)

10 ـ تسقط موجة ضوئية مستوية طول موجتها ($5000\ A^0$) على حاجز معتم يحوي ثقباً دائرياً قطره (1 mm) . احسب شدة الإضاءة في نقطة تقع على المحور الناظمي على الثقب ، وعلى بعد 30Cm خلف الحاجز ، بدلالة شدة النهاية العظمى الأولى .

11 ـ يرد ضوء غير مستقطب بزاوية (45^0) على زجاج قرينة انكساره (1,52) . يمرر الضوء المنعكس خلال محلل ، عين نسبة الشدتين العظمى والصغرى اللتين يمررهما المحلل عند تدويره .

12 ـ يسقط ضوء غير مستقطب على سطح زجاجي ($n = 1,50$) بزاوية ورود (30^0) ، احسب سعتي وشدتي المركبتين r و S للضوء المنعكس .

13 ـ اذا كان الدوران النوعي للكوارتز يساوي (29.73 deg/mm) بالنسبة للطول الموجي $5896\ A^0$ ، احسب الفرق بين قرينتي الانكسار للكوارتز .

14 ـ تلاقت موجتان تنتشران باتجاهين متعاكسين وفق المحور x من محاور الاحداثيات . فإذا أعطيت نقطتان بالعلاقتين :

$$x_1 = 10 \frac{\lambda}{2} \quad , \quad x_2 = 21 \frac{\lambda}{4}$$

آ ـ ماذا تمثل كل من x_1 و x_2 ؟

ب ـ مامقدار المرتبة التي تربط بين الاحداثيين المذكورين .

حـ ـ ما مقدار الطور الابتدائي لكل من الموجتين في اللحظة $t = 0$.

15 ـ اذا كانت شدة الانعكاس على كل من وجهي مقياس فابري ـ بيرو تساوي 0,70 ، وشدة النفوذ تساوي 0,15 ، فاحسب اولاً نصف عرض الهدب المضيء منسوباً إلى عرض الهدب الكامل ، ثم احسب شدة الاضاءة في مركز الهدب المضيء بدلالة شدة الإضاءة الواردة .

ثبت المصطلحات

مرتبة حسب المصطلح الانكليزي

العربية	الانكليزية
	— A —
امتصاص	Absorption
معامل الامتصاص	— coefficient
سعة	Amplitude
زاوية الورود	Angle of incidence
متباين المناحي	Anisotropic
لاتوافقي	Anharmonic
هوائي	Antenne
بطن	Antinode
عديم العكس (لاعاكس)	Antireflecting
محور	Axis
إحكام	Adjustment (Focusing)
ذرة	Atom
زيغ	Aberration

الانكليزية	العربية
Azimuth	سمت
Atomic number	عدد ذرّي
Aperture	فتحة
Analyser	محلل
Anastigmat	نقطية (عدسة)
– B –	
Beam	حزمة
– of light	حزمة ضوئية
Brewster law	قانون بروستر
Biprism	موشور ثنائي
Billet's split lens	عدسة بييه المشطورة
Bright	مضيء (هدب)
Biaxial	ثنائية المحور
– C –	
Charge density	كثافة الشحنة
Coefficient	معامل
Coherent	مترابط (ضوء)
Coherence of light	ترابط الضوء
Conductivity	ناقلية
Continuity	استمرار
Cavity	جوف (المجاوب)
Component	مركبة
Cosmic rays	أشعة كونية
Complementary of colours	ألوان متكاملة

الانكليزية	العربية
Conservation of energy	انحفاظ الطاقة
Curvature	انحناء
Crystalline structure	بنية بلورية
Contrast	تباين
Circular Polarization	استقطاب دائري
Corpuscle	جسيم
Crown glass	زجاج تاجي
Convergent light	ضوء متقارب
Conjugate	مترافقة
Compensator plate	لوح مكافىء
Collimator	مجمع
Convex	محدب
Channeled Spectrum	طيف مخطط
Continuous	مستمر ، متصل (طيف)
Concave	مقعر
Corona	هالة
— D —	
Dielectric	عازل
Dipole	ثنائي القطب
Displacement	انتقال (انزياح)
– Current	تيار الانتقال
Divergence	تفرق
Damping	تخامد
Deformation	تشوه
Density	كتلة حجمية

الانكليزية	العربية
Dispersion	تشتت (تبدد)
Diffusion	انتشار
Diffraction	انعراج (حيود)
Diaphragm	حظار
Defects	عيوب
– of lenses	عيوب العدسات
Diopter	كسيرة
Dark	مظلم (هدب)
Dextrorotatory	يمني الدوران
— E —	
Effet	أثر (مفعول)
Equation	معادلة
Electromagnetic	كهرطيسي
Energy	طاقة
Energy levels	سويات الطاقة
— Kinetic	– حركية
— Potential	– كامنة
Equilibrium	توازن
Ether	الأثير
Emission	إصدار
Stimulated . E	إصدار مثار (محرض)
Excitation	إثارة (تهييج)
Echelon	شبكة درجية
Exposure	تعريض

الانكليزية	العربية
– F –	
Frequency	تواتر (تردد)
Angullar –	تواتر زاوي (نبض)
Factor	مضروب ، عامل
Fiber	ليف
— optical	– ضوئي
Field	حقل
— electric	– كهربائي
Flux	تدفق
Force	قوة
Fringe	هدب
– interference	– تداخل
– bright	– مضيء
– dark	– مظلم
Function	تابع (دالة)
Focus	محرق
Focal length	بعد محرقي
Fringes of equal inclination	أهداب تساوي الميل
Fringes of equal thickness	أهداب تساوي السمك
Fringes of superposition	أهداب التراكب
– G –	
Gradient	تدرج
Gravitation	ثقالة
Group velocity	سرعة المجموعة

العربية	الانكليزية
زجاج	Glass
مقياس الزوايا	Goniometer
	- H -
متجانس	Homogenous
لامتجانس	Heterogenous
توافقية	Harmonic
نصف عرض	Half - width
مناطق نصف دورية	Halı-period Zones
	- I -
اللاترابط	Incoherence
غير مترابط (لامترابط)	Incoherent
خيال	Image
متماثل المناحي	Isotropic
شدة	Intensity
تأثير متبادل	Interaction
تداخل	Interference
- بناء	— , constructive
- هدام	— , destructive
مقياس تداخل (مداخل)	Interferometer

الانكليزية	العربية
Ion	شاردة (إيون)
Ionosphere	طبقة متشردة
Interfringe	بعد هدبي
Index of refraction	قرينة الانكسار
Infrared	ماتحت الأحمر
— L —	
Level	سوية
Longitudinal	طولي
Light	ضوء
Laser	ليزر
Levorotatory	يساري الدوران
— M —	
Model	نموذج
Macroscopic	عياني (جهري)
Microwaves	أمواج سنتيمترية (مكروية)
Mode	نمط
Modulation	تكييف (تعديل)
Monochromatic	وحيد اللون
Multiple	متعدد

الانكليزية	العربية
Minimum deviation	انحراف أصغر
Molecule	جزيء
Microscope	مجهر
— N —	
Node	عقدة
Natural light	ضوء طبيعي
Nodal planes	مستويات عقدية
Normal Spectrum	طيف نظامي
Oscillation	اهتزازة
— forced	— قسرية
Oscillator	هزازة
Optic-axis	محور بصري
Optical instruments	آلات بصرية
Object	جسم
Objective	جسمية
Opaque	عاتم
Ordinary ray	شعاع عادي
Optically active	فعالى ضوئياً
Optical path	مسار ضوئي

Opaque screen	حاجز معتم
– P –	
Paramagnetism	مغناطيسية موافقة
Polarization	استقطاب
— of dielectric	استقطاب العازل
– rectilinear	ـ مستقيم (خطي)
– circular	ـ دائري
— elliptical	ـ إهليلجي
Pulse	نبضة
Power	استطاعة (قدرة)
Particle	جسيم
Period	دور
Periodic motion	حركة دورية
Perturbation	اضطراب
Phase	طور
— in	متفق في الطور
– out of	مختلف في الطور
– velocity	سرعة الطور
Power of lens	استطاعة العدسة (تقريب العدسة)

الانكليزية	العربية
Principle of uneertainity	مبدأ الارتياب
Probability	احتمال
Projector	جهاز الإسقاط
Phenomenon	ظاهرة
Phase difference	فرق الطور
Plano – convex	مستوي ـ محدب
Plano-concave	مستوي ـ مقعر
Polished	مصقول
Point Source	منبع نقطي
Polarimeter	مقياس الإستقطاب
Polarizer	مقطب
– Q –	
Qurter-wave Plate	صفيحة ربع موجية
Quantum michanics	ميكانيك الكم
– R –	
Radiation	إشعاع
Reflection	انعكاس
Refraction	انكسار
Reetilinear Propagation	الانتشار المستقيم
Resonance	تجاوب

الانكليزية	العربية
Resonator	مجاوب
Real image	خيال حقيقي
Reflecting telescope	راصدة عاكسة
Reversibility of light	رجوع الضوء
Retina	شبكية (العين)
Reflectance	شدة الإنعكاس
Ray	شعاع
— S —	
Stationary	مستقر
Scalar	سلمي
— , quantity	كمية سلمية
— , Product	جداء سلمي
Series	سلسلة
— Fourier	سلسلة فورييه
Solenoid	وشيعة
Static	سكوني
Standard	قياسي
Space	فضاء ، فراغ ، مكان
Solid	صلب

الانكليزية	العربية
String	وتر
– vibrating	مهتز
Superposition	تراكب (انضمام)
Supersonic	فوق صوتي
Synchronous	متزامن
Scattering	تبعثر
Spatial coherence	ترابط مكاني
Spectrum	طيف
Spectral analysis	تحليل طيفي
Silvering	تفضيض
Spectrum line	طيف خطي
System	جملة
Slit	شق
Spectroscope	مطياف
Spectrograph	مصور (مسجل) الطيف
Stereoscopic	مجسم
Spectrometer	مقياس الطيف
Saccharimeter	مقياس السكر
— T —	
telescope	راصدة
tension	توتر (ضغط)

الانكليزية	العربية
theorem	دعوى (نظرية)
threshold	عتبة
toroidal	حلقي
torque	مزدوجة
transfer	نقل (انتقال)
— , energy	نقل الطاقة
transform	تحويل
transmitter	مرسل
tune	يولف
tuning	توليف
tuning fork	رنانة
transverse waves	أمواج عرضية
temporal coherence	ترابط زماني
transmittance	شدة النفوذ
transparent	شفاف
train of waves	قطار الأمواج
total	كلي
— U —	
unit	وحدة (واحدة)
uniaxial	أحادية المحور
ultraviolet	مافوق البنفسجي
ultramicroscope	مافوق المجهر
— V —	

العربية	الانكليزية
شعاع (متجه)	Vector
جداء شعاعي (متجهي)	— , product
سرعة	Velocity
سرعة زاوية	— , angular
اهتزازات	Vibrations
ـ توافقية	— , harmonic
ـ متخامدة	— , damped
ـ قسرية	— , Lorced
توتر	Voltage
طيف اهتزازي	Vibrational Spectrum
وضوح	Visibility
مرئي	Visible
كتلة حجمية	Volumetric density
رؤية	Vision
خيالي	Virtual
خلاء	Vacuum
انعكاس زجاجي	Vitrous .R.
	— W —
موجة	Wave
معادلة الموجة	— equation
الطول الموجي	Wavelength

المراجع

1 – Principle of optics M.Born & E.wolf

2 – Maser A . E Siegman

3 – Optics F.A koroliov

4 – Cour d'optique G . Bruhat

5 – L . Allen & jones — Principles of gas Lasers

6 – الأستاذ الدكتور طاهر تربدار — الاهتزازات والأمواج (٢)

7 – الأستاذ الدكتور شمس الدين علي — الضوء الفيزيائي والأطياف

جدول الخطأ والصواب

الصفحة	السطر	الخطأ	الصواب
١٦	[٦]	المتبع	المنبع
٢٠	[٧]	طور	طورا
٢١	٥	قبمة	قيمة
٢٣	[٥]	$\omega_3 -$	ω_2
٢٤	٢	$\Delta \lambda \ll \lambda_2$	$\Delta \lambda \ll \lambda_1$
٣٠	٨	(٣)	(2 – 3)
٣٢	[١،٢]	EO ، HO	E_0 ، H_0
٣٤	٦	$E = \frac{E_0}{r} \sin \omega (t - \frac{r}{e})$	$E = \frac{E_0}{r} \sin \omega (t - \frac{r}{c})$
٣٨	٨	$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = C^2 \nabla^2 \vec{A} = 0$	$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - C^2 \nabla^2 \vec{A} = 0$
٤٢	٤	الضوتية	الضوئية
٤٩	[٥]	يمطي	يعطى
٥٢	١	والحركة	والطاقة
٥٦	١	عنم	عزم

ملاحظة : يدل القوسان [ ] على أن رقم السطر محسوب بدءاً من الأسفل

الصفحة	السطر	الخطأ	الصواب
٦٤	[٧]	دوبردي	دوبروي
٧٠	١٠	الكثرون	الكترون
٧٢	٨	العرضانية	العرضية
٨٥	٧	(أي غير الليزية)	(أي غير الليزرية)
٨٧	[١]	ζ o	ξ o
٨٨	٤	$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \xi}$	$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \xi}$
٩١	[١]	(3 — 77)	(3 — 27)
٩٤	[٢]	δj	δ_j
١٠١	٤	واحد	واحداً
١١٢	[٢]	(3 — 4)	(3—66)
١١٥	١٠	r^2_{k+1}	r'^2_{k+1}
١١٥	١١	علي	على
١١٧	٥	(3 — 63)	(3—66)
١٢٠	[٢]	عامل	معامل
١٢١	[١]	النهات	النهايات
١٢٩	٧	(3—88)	(3—83)
١٣١	[٣]	نظاقٍ	نطاقٍ
١٣٥	٨	تحصل (3-9 c)	نحصل (3—96)
١٣٨	[٤]	$n_2 = 1,3,5$	$n_2 = 1,35$
١٣٩	٦	$2\,n_2\,u_2$	$2\,n_2\,h_2$

الصفحة	السطر	الخطأ	الصواب
١٥٨	الشكل (4-6)	$\Delta \alpha_x$	$\Delta \alpha_k$
١٥٩	[٦]	(4 = 7 c)	(4 - 7 c)
١٦٢	٩	معطياً	معطى
١٦٤	الشكل(4-10)	$\vec{n'}$ منفصل عن Σ'	$\vec{n'}$ عمودي على Σ'
١٦٨	[٥]	$(y - \eta)^3$	$(y - \eta)^2$
١٧٠	[٦]	المحاجز	الحاجز
١٧٣	٤	اللوح	القرص
١٧٧	الشكل(4-19)	المحور العمودي بدون رمز	المحور العمودي مع الرمز x
١٨٧	١	$\frac{i k \times \xi + y \eta}{r_0}$	$i k \frac{x \xi + y \eta}{r_0}$
١٨٧	٧	$- \frac{i k a^2 e^{i\left(\ \right)}}{2 \pi r_0} \cdot -$	$- \frac{i k a^2 E_0 e^{i\left(\ \right)}}{2 \pi r_0} \cdot -$
١٩٠	الشكل(4-24)	المحصلة بدون رمز	المحصلة مع الرمز A_φ
١٩٠	٢	من الشكل (24 — 4)	من الشكل (23-4)
١٩١	٢	أطوار	طور
١٩٦	١	(4 — 5 a)	(4 - 54)
٢١٨	٤	$n \sin \varphi$	$n \sin \psi$
٢٢٨	٧	$\alpha m + \beta n + \gamma P - 0$	$\alpha m + \beta n + \gamma P = 0$
٢٣٥	٣	$\vec{E}^{0'}$ و $\vec{E}^{0'}$	E'^{e} و E'^{0}
٢٣٨	٥	والمحمل	المحلل
٢٤١	٥	ψ	θ
٢٤٢	١	نكون	تكون

الصفحة	السطر	الخطأ	الصواب
٢٧٤	[٥]	شرجها	شرحها
٢٧٨	٧	المرآتيين	المرآتين

محتويات الكتاب

الفصل الاول

معلومات عامة في الاهتزازات الكهرطيسية

الصفحة

1 - 1 مقدمة تاريخية عامة ٩

2 — 1 مفعول دوبلر ١٢

3 — 1 الأمواج المستقرة ١٧

4 - 1 السرعة الطورية وسرعة المجموعة ٢٢

الفصل الثاني

1 - 2 ملاحظات عامة حول الظواهر الموجية ٢٨

2 — 2 المعادلات التقليدية للحقل الكهرطيسي في الخلاء ٢٩

3 — 2 معادلات الحقل الكهرطيسي التقليدية في الأوساط المادية ٣٩

4 — 2 تطابق الأمواج الكهرطيسية والضوئية ٤٢

5 — 2 الأثر الميكانيكي للضوء ٤٨

6 — 2 النظرية الفوتونية للضوء ٥٢
7 - 2 الظواهر الضوئية الناتجة من تأثير الجاذبية في الضوء ٥٩
8 — 2 بنية الفوتون ٦٤
آ - من نيترينو ومضاد النيترينو ٦٤
ب- من الثنائي الكترون ـ بوزيترون ٧١
حـ - من حقل الكتروني ـ بوزيتروني مولد للاهتزاز ٧٤

الفصل الثالث

التداخل ٧٦
1 - 3 الترابط والمنابع المترابطة ٧٦
2 — 3 نظرية التداخل ٨٦
3 — 3 تجربة فرنل ٩٩
4 - 3 تجربة يونغ ١٠٤
5 — 3 التداخل بالانعكاس والنفوذ ١٠٩
6 - 3 أهداب تساوي السماكة ـ حلقات نيوتن ١١٢
7 — 3 أهداب تساري الميل ١١٧
8 - 3 التداخل عديد الأشعة ١١٩
9 — 3 مقياس فابري - بيروالتداخلي ١٢٠
10 - 3 مداخل مايكلسون ١٣٠
11 - 3 مداخل جامان ١٣٢
12 - 3 المرآة التداخلية عديدة الطبقات ١٣٧

الصفحة

الفصل الرابع

الانعراج ١٤٣

1 – 4 مبدأ هويجنز ـ فرنل ١٤٣

2 – 4 جمع السمات هندسياً ١٥٧

3 – 4 نظرية كيرشوف في الانعراج ١٦٢

4 – 4 انعراج فرنل ١٦٦

5 – 4 انعراج فرنل عند فتحة مستديرة ١٦٩

6 – 4 انعراج فرنل عند حاجز غير شفاف على شكل قرص دائري ١٧٢

7 – 4 انعراج فرنل عند الحد المستقيم لنصف المستوي ١٧٣

8 – 4 تـكاملا فرنل ١٧٨

9 – 4 انعراج فراونهوفر ١٨٤

10 – 4 انعراج فراونهوفر عند شق ضيق ١٨٨

11 – 4 انعراج فراونهوفر عند فتحة مستديرة ١٩٦

الفصل الخامس

الاستقطاب ١٩٩

1 – 5 استقطاب الأمواج الكهرطيسية ١٩٩

2 – 5 انتشار الضوء في الاوساط الشفافة المتجانسة ٢٠٧

3 – 5 انعكاس الضوء وانكساره عند الحد الفاصل بين وسطين متجانسين ومتماثلي المناحي ٢٠٩

4 – 5 انتشار الضوء في وسط متجانس لامتماثل المناحي ٢٢٢

5 – 5 قانون فرنل في سرعة انتشار الضوء في البلورات ٢٢٦

الصفحة

6 – 5 الاستقطاب اللوني ٢٣٣

7 – 5 التفسير الاولي في دوران مستوي الاستقطاب ٢٣٨

الفصل السادس

التبعثر ٢٤٤

1 — 6 تفسير تبعثر الضوء في الاوساط اللامتجانسة اجهرية والمجهرية ٢٤٤

2 — 6 تبعثر الضوء جزيئياً ٢٤٥

3 — 6 استقطاب الضوء المتبعثر ٢٥٤

الفصل السابع

المذبذبات والمولدات الكمومية ٢٥٨

(الليزر)

1 — 7 توطئة ٢٥٨

2 — 7 نظرية شدة الخطوط الطيفية ٢٥٩

3 — 7 معامل الامتصاص السلبي ٢٦٥

4 — 7 الليزر الياقوتي ٢٧٣

5 — 7 تقنية النبضة العملاقة ٢٧٤

6 — 7 الليزر الغازي والهولوغرافيا ٢٧٩

مسائل نموذجية ٢٨٦

المصطلحات العلمية

المراجع

جدول الخطأ والصواب